PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 12 am 1. Juni 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

W. Voigt, Zur Erklärung der Dissymmetrien Zeemanscher Triplets. S. 353.

M. Planck, Zur Theorie der Dispersion. S. 354.

G. J. Elias, Über anomale magnetische Rotationspolarisation der seltenen Erden. S. 355.

R. W. Wood, Eine Bemerkung über die photographische Aufnahme sehr schwacher Spektren und Nebel. S. 355.

J. Stark, Zur Energetik und Chemie der Bandenspektra. S. 356.

P. Weiß, Molekulares Feld und Ferromagnetismus. S. 358.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa:

No. 40: G. Niccolai, Über den elektrischen Widerstand der Metalle zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen. S. 367.

M. Toepler, Bemerkung über Lichtbogen und Büschellichtbogen. S. 372.

L. Kann, Zwangläufiger Apparat zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger Schwingungen und Wellen. S. 373.

H. Determann, Ein einfaches, stets gebrauchfertiges Instrument zur Messung der inneren Reibung von Flüssigkeiten. S. 375.

Vorträge und Reden:

F. Klein, Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik. S. 377.

Referate:

Fr. Bidlingmaier, Der Doppelkompaß, seine Theorie und Anwendung in der Praxis. I. S. 382.

Besprechungen:

H. Niebuhr, Experimentaluntersuchungen über die Selbstinduktion in Nuten gebetteter Spulen bei hoher Frequenz. S. 384.

V. Rothmund, Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung. S. 384.

A. Müller, Allgemeine Chemie der Kolloide. S. 384.

K. Schaum, Photochemie und Photographie. S. 384.

Personalien. S. 384.

Gesuche. S. 384.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Erklärung der Dissymmetrien Zeemanscher Triplets.

Von W. Voigt.

Die Frage der Dissymmetrie der Zeemanschen Triplets ist seit meiner letzten darauf bezüglichen Notiz[1]) wiederholt in Angriff genommen worden. Die in dieser Richtung mir zuerst zur Kenntnis gekommenen Beobachtungen sind die von Herrn Jack im hiesigen Institut angestellten; sie ergaben bei einer Reihe von Linien des Wolframspektrums einerseits auffallend starke Dissymmetrien, wie dergleichen nach der Theorie des einfachen ungekoppelten Elektrons als unwahrscheinlich erscheinen[2]), sodann Dissymmetrien in zwei entgegengesetzten Richtungen, so daß zum Teil die nach Rot, zum Teil die nach Violett liegende Komponente den größeren Abstand von der Mittellinie zeigte, während die genannte Theorie nur den zweiten Fall zuläßt.

Bei der Mitteilung dieser Resultate an Herrn Zeeman, der dieselben publiziert hat[3]), vertrat ich bereits die Anschauung, daß es sich hier um andere, derbere Erscheinungen handelte, als die von jener Theorie geforderten äußerst feinen und nur in Ausnahmefällen wahrnehmbaren, daß vermutlich eine Koppelungswirkung vorläge, dergleichen von mir zur Erklärung dissymmetrischer Zeeman-Effekte an Kristallen[1]) bereits herangezogen worden sind.

Diese Koppelungswirkungen könnten sich sowohl bei der parallel, als bei der normal zu den Kraftlinien des Feldes liegenden Schwingungskomponente äußern; im ersteren Falle würden sie eine Verschiebung der Mittellinie, im letzteren eine solche des Duplets der Außenlinien des Triplets (bei ungeändertem Abstand derselben) veranlassen. Die Verschiebungen könnten sowohl nach der Seite der kleineren, als der größeren Wellenlängen hin stattfinden. Die Feststellung einer Verschiebung der Mittellinie wäre demgemäß ein schlagendes Argument dafür, daß die beobachtete Dissymmetrie nicht jene nach der Theorie des ungekoppelten Elektrons mit Sicherheit zu erwartende, sondern eine auf Koppelung beruhende sei.

Derartige Verschiebungen sind nun hier in Göttingen von Herrn Jack und in Amsterdam von Herrn Zeeman gleichzeitig beobachtet worden. Die Messungen derselben, die noch weitergehend Herr Gmelin[2]) angestellt und veröffentlicht hat, sind mir durch äußere Umstände verspätet bekannt geworden. Diese letzteren liefern ein neues Argument für die Koppelungshypothese, denn daß die Verschiebung proportional mit dem Quadrat der Feldstärke wächst, ist eine Konsequenz derselben.

1) W. Voigt, diese Zeitschr. **9**, 120, 1908.
2) W. Voigt, l. c.
3) P. Zeeman, Amsterd. Proc. 27. März 1908.

1) W. Voigt, Gött. Nachr. 1906, Nr. 5.
2) P. Gmelin, diese Zeitschr. **9**, 212, 1908.

Die vollständige Theorie dieser Koppelungen ist in meinem demnächst erscheinenden Buche über Magneto- und Elektrooptik entwickelt. Ich verzichte deshalb darauf, dieselbe hier zu wiederholen. Doch schien es mir angemessen, in dieser Zeitschrift, wo eine Diskussion über die Frage der dissymmetrischen Triplets geführt worden ist, darauf hinzuweisen, daß auch die neuentdeckten Phänomene sich allem Anschein nach der Theorie fügen.

Göttingen, Ostern 1908.

(Eingegangen 24. April 1908.)

Zur Theorie der Dispersion.

Von M. Planck.

Unter diesem Titel hat Herr L. Mandelstam im letzten Heft dieser Zeitschrift [1]) einen Aufsatz veröffentlicht, in dem er einen von mir gegen seine Berechnungsweise der Schwingungen eines elektromagnetischen Resonators erhobenen Einwand [2]) zurückweist. Leider hat Herr Mandelstam es aber unterlassen, auf eine Besprechung dieses Einwandes einzugehen; ja ich habe seinen Ausführungen nicht einmal mit Sicherheit entnehmen können, ob er die von mir als notwendig bezeichnete Korrektion seiner Berechnungsweise überhaupt als prinzipiell berechtigt anerkennt. Fast möchte ich geneigt sein es zu glauben; denn in einer Anmerkung — übrigens dem einzigen Satze, in welchem der Inhalt meines Einwandes behandelt wird — heißt es: „Auch die von Herrn Planck angedeutete Rechenentwicklung führt, soviel ich sehe, nicht zu einer Korrektion an meinem Resultat". Wenigstens hätte dieser Satz wohl keine rechte Bedeutung, wenn jene Rechenentwicklung von vornherein als unberechtigt anzusehen wäre. Aber eine Begründung für die in dem zitierten Satz ausgesprochene Ansicht, worauf es doch gerade ankäme, wird nicht gegeben; ich kann mir daher auch kein Urteil über sie bilden. Denn daß die von mir angegebene (und auch zum Selbstgebrauch ausgeführte) Berechnungsweise ohne weiteres zu dem nämlichen Resultat führe wie die seinige, kann Herr Mandelstam doch wohl nicht meinen.

Statt auf den Inhalt meines Einwandes einzugehen, wählt Herr Mandelstam nunmehr eine andere Darstellung, welche er für physikalisch natürlicher hält, die mir aber viel indirekter und viel zu wenig durchsichtig vorkommt, als daß ich hoffen dürfte, mit meinen Bedenken dagegen jetzt einen besseren Erfolg zu erzielen, als in dem vorigen einfacheren Falle. Ich möchte daher nur mit einigen Worten den physikalischen Kern der Auffassung des Herrn Mandelstam berühren. Er ist enthalten in folgender Anmerkung: „Die Feldintensität eines schwingenden Elektrons hat als Bestandteil in allen Entfernungen, die klein gegen die Wellenlänge sind, das konstante Glied: $\frac{2}{3c^3}\frac{d^3p}{dt^3}$. Deshalb fällt in der Gleichung, welche die Feldintensität in der Umgebung eines schwingenden Elektrons mit seinem Moment verbindet, dieses Glied weg". Den ersten dieser beiden Sätze erkenne ich als allgemein zutreffend an, den zweiten aber nicht, und zwar deshalb, weil im allgemeinen die verschiedenen Resonatoren in der nächsten Umgebung des schwingenden Elektrons zur nämlichen Zeit nicht alle genau das nämliche Moment besitzen. Denn das Moment p ist Funktion des Arguments $t - \frac{x}{q}$, wobei x die Wellennormale, q die Phasengeschwindigkeit bedeutet, während Herr Mandelstam in seiner Rechnung das Moment p so behandelt, als ob es von t allein abhinge.

Der ganze prinzipielle Streit darüber, ob die Extinktion des Lichtes in einem normal dispergierenden Medium durch Strahlung der die Dispersion bedingenden elementaren Resonatoren erklärt werden kann oder nicht, ist, wie ich glaube, dadurch veranlaßt worden, daß, wenn man bei der Betrachtung der Glieder von höchster Größenordnung stehen bleibt, sich in der Tat keine Extinktion durch Strahlung ergibt. Dies entspricht dem physikalischen Umstand, daß ein von dicht aneinander gelagerten gleichartigen Resonatoren gebildetes Medium in erster Annäherung als absolut homogen betrachtet werden kann. Aber sowohl die Lord Rayleighsche als auch die von mir entwickelte, in diesem Punkte ganz analoge Theorie rechnet auch mit den durch die atomistische Struktur des Mediums bedingten Gliedern nächst höherer Ordnung und kommt eben dadurch, und zwar in ganz übereinstimmender Weise, zur Extinktion durch Strahlung. Da die Theorie außerdem auch durch die Erfahrung bis jetzt hinreichend gestützt wird [1]), so sehe ich einstweilen keinen Grund, dieselbe zu modifizieren.

Berlin, Mai 1908.

(Eingegangen 7. Mai 1908.)

1) L. Mandelstam, diese Zeitschr. **9**, 308, 1908.
2) M. Planck, diese Zeitschr. **8**, 906, 1907.

1) Herr Mandelstam erklärt allerdings von seinem Standpunkt aus ganz konsequent diese Übereinstimmung als zufällig. (Diese Zeitschr. **8**, 610, 1907.)

Über anomale magnetische Rotationspolarisation der seltenen Erden.

Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn R. W. Wood.

Von G. J. Elias.

Da Herr R. W. Wood neuerdings eine Untersuchung[1]) über anomale magnetische Rotationspolarisation des Neodyms veröffentlicht hat, so möchte ich auf Versuche hinweisen, die ich im Jahre 1906 veröffentlicht habe.[2])

Zur Messung der Drehung benutzte ich ein Lippichsches Halbschattenpolarimeter, während die Beleuchtung erfolgte durch das mittels eines Spektrometers spektral zerlegte Licht, welches innerhalb ungefähr $^1/_2$ $\mu\mu$ homogen war. Da die Drehung sich innerhalb des Absorptionsbandes und in der Nähe dessen Ränder sehr schnell ändert, so ist ein möglichst hoher Grad von Homogenität des Lichtes unbedingt erforderlich; sonst kann man die wichtigsten Punkte der Kurve übergehen, wie ich es tatsächlich fand. Selbstverständlich wird die nicht absolute Homogenität des Lichtes immer wohl kleinere Fehler herbeiführen; dennoch scheint es mir, daß diese direkte Methode viel bessere Resultate ergeben muß, als die von Herrn Wood benutzte, die ich eben der Ungenauigkeit und der notwendig in der Nähe der Absorptionsbande auftretenden Fehler wegen ausschaltete. Außerdem scheint es mir unmöglich, in dieser Weise Messungen innerhalb der Bande zu machen; aber gerade dies ist sehr wesentlich, um die genaue Struktur des Bandes festzustellen, und um den Drehungssinn auf beiden Seiten des Maximums zu bestimmen.

Im Falle des Absorptionsbandes einer Lösung von Erbiumchlorid, bei ungefähr $\lambda = 520$ $\mu\mu$, worauf ich meine vorläufigen Versuche beschränkte, fand ich beträchtliche Anomalität, und den Drehungssinn in der unmittelbaren Nähe des Maximums positiv, weiter ab negativ. Man ersieht dies sofort aus der meiner früheren Arbeit, auf die ich auch wegen näherer Einzelheiten hinweisen möchte, beigegebenen Kurve. Sicherlich wird der eigentümliche Verlauf der Rotation in engem Zusammenhang stehen mit der sehr verwickelten Struktur des Bandes, nicht sichtbar in der flüssigen Lösung, aber sehr deutlich hervortretend in festen Lösungen, besonders bei der Temperatur der flüssigen Luft.[3])

1) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **15**, 270, 1908; diese Zeitschr. **9**, 148, 1908; s. a. R. W. Wood, diese Zeitschr. **6**, 416, 1905.

2) G. J. Elias, diese Zeitschr. **7**, 931, 1906; s. a. G. J. Elias, Phil. Mag. (6) **15**, 538, 1908.

3) H. du Bois u. G. J. Elias, Versl. d. Kon. Ak. v. Wetensch. Amsterdam **16**, 635, 1908.

Ich bin damit beschäftigt, diese Untersuchung, ebenso wie die über Absorption, Refraktion und hiermit zusammenhängenden Erscheinungen, an mehreren Salzen der seltenen Erden, feste und gelöste, weiterzuführen, und benutze dazu jetzt als Monochromator einen Autokollimationsspektralapparat, wovon kürzlich eine vorläufige Beschreibung erschienen ist.[1])

1) H. du Bois, G. J. Elias u. F. Löwe, Versl. d. Kon. Ak. v. Wetensch. Amsterdam **16**, 744, 1908.

Berlin, Bosscha-Laboratorium, 15. April 1908.

(Eingegangen 16. April 1908.)

Eine Bemerkung über die photographische Aufnahme sehr schwacher Spektren und Nebel.

Von R. W. Wood.

Es ist eine ganz bekannte Tatsache, daß photographische Platten der Einwirkung einer gewissen Lichtmenge bedürfen, bevor überhaupt ein Bild entwickelt werden kann, oder besser, daß eine Platte während eines kleinen Zeitraumes einem sehr schwachen Licht ausgesetzt werden und doch noch kein Bild geben kann. Aus diesem Grunde ist der Vorschlag gemacht worden, Platten, die zur Aufnahme von Abbildungen schwach beleuchteter Gegenstände dienen sollen, durch vorherige Exposition gegen ein sehr schwaches Licht leicht anzuschleiern. Soweit mir bekannt, ist diese Methode aber nicht allgemein im Gebrauch. Ich habe sie kürzlich mit sehr großem Erfolge angewendet, und es erscheint mir daher der Mühe wert, das Augenmerk all derer, die mit photographischen Aufnahmen von schwachen Spektren und Nebeln zu tun haben, erneut darauf zu lenken. Bei der Arbeit, mit welcher ich gegenwärtig beschäftigt bin, bei der photographischen Aufnahme der Resonanzspektren des Natriumdampfes, die durch monochromatische Strahlung erregt werden, sind bei Verwendung eines großen Konkavgitters Expositionszeiten von 24 Stunden notwendig, und selbst dann sind viele Linien noch so schwach, daß sie auf der Platte kaum zu erkennen sind. Ich bin überzeugt, daß man durch eine verständige Benutzung der Methode die Wirkung verdoppeln, oder die zur Erreichung eines bestimmten Ergebnisses erforderliche Expositionszeit auf die Hälfte bringen kann. Die Kurve, welche die Wirkung des Lichtes auf die Platte in ihrer Beziehung zur Zeit darstellt, hat bekanntlich die in Fig. 1 wiedergegebene Gestalt. Die Schwärzungsgrade der Platte werden hier durch die Ordinaten dargestellt, und die Expositionszeiten durch die Abszissen. Voraufgehende Exposition gegen ein schwaches

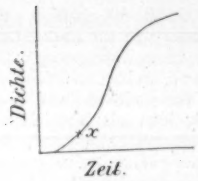


Fig. 1.

Licht bringt die Platte auf den Punkt x, in dem die Kurve schnell anzusteigen beginnt. Es ist nun klar, daß man Sorge tragen muß, die Exposition gegen das schwache Spektrum auf diesen Teil der Kurve fallen zu lassen. Zunächst ist es erforderlich, genau ausfindig zu machen, welche Expositionsdauer nötig ist, um dies zu erreichen. Das läßt sich in wenigen Minuten ausführen, nämlich folgendermaßen: Man schraubt eine Gasflamme herab, bis die gelbe Spitze nur drei bis vier Millimeter hoch ist, und hält eine Platte in einer gewissen Entfernung davon, während man sie mit einem Blatt schwarzen Papiers bedeckt. Nun zieht man das Papier Schritt für Schritt zur Seite und exponiert die Platte in Abschnitten; dabei geht man alle zwei Sekunden um einen Schritt weiter. Alsdann entwickelt man die Platte und trägt dabei Sorge, die Entwicklung soweit wie möglich zu treiben.

Ich persönlich bevorzuge Glycin und entwickle 15 bis 20 Minuten lang in einem ziemlich starken Entwickler. Zählt man dann die auf der Platte erscheinenden Streifen, so kann man bestimmen, wie lang die Expositionsdauer sein muß, um eine gegebene Wirkung hervorzubringen. Ich finde, daß man die besten Ergebnisse bei einer Expositionsdauer erhält, welche ein schwaches Bild gibt, also etwa bei einer Expositionszeit, wie sie zur Aufzeichnung des zweiten Streifens nötig ist. Natürlich erfordert es einige Übung, ehe man die besten Ergebnisse erzielt. Bei einer Flamme von der beschriebenen Größe und bei einem Plattenabstand von ungefähr 2 m beträgt die Zeit vier Sekunden.

Es ist unwesentlich, ob diese Exposition vor oder nach der Exposition der Platte gegen das Spektrum erfolgt.

Ich habe die Methode auf folgende Weise geprüft, und jeder Forscher kann sich durch eine Wiederholung des Versuches davon überzeugen, was man bei ihrer Anwendung gewinnt. Ich brachte ein Vakuumrohr mit Stickstoff mit dem Spalt eines großen Dreiprismenspektrographen in Berührung und achtete sehr genau darauf, für eine gleichmäßige Beleuchtung des ganzen Spaltes zu sorgen. Ich exponierte die Platte 5 Minuten lang; diese Zeit war, wie ich wußte, viel zu kurz, um eine befriedigende Aufnahme der Banden zu gewährleisten. Nach der Exposition nahm ich die Platte aus dem Plattenhalter und bedeckte ihre untere Hälfte mit schwarzem Papier. Darauf exponierte ich die obere Hälfte vier Sekunden lang gegen die kleine Gasflamme und entwickelte die Platte bis aufs äußerste. Das erhaltene Bild ist in Fig. 2 wiedergegeben.

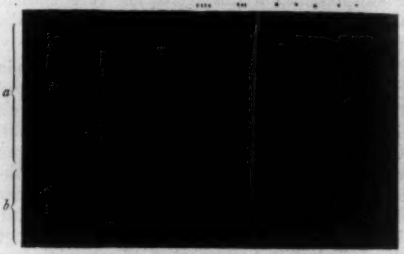


Fig. 2.

Der Abschnitt a ist der Teil, welcher die nachträgliche Belichtung empfangen hat. In dem Abschnitt b, welcher abgeschirmt gewesen war, erscheint nur eine starke Linie und eine Andeutung des Bandenmaximums; in dem Streifen a hingegen erscheint die ganze Bande und außerdem noch eine Anzahl Linien rechts von der starken Linie, von denen sich im unteren Teile des Bildes nicht die geringste Andeutung findet. Ich habe diese Linien für den Fall, daß sie bei der Reproduktion nicht hervortreten sollten, durch Punkte bezeichnet. Infolge dieses Versuches behandle ich jetzt alle meine Spektralaufnahmen auf diese Weise, und ich finde, daß dadurch die erforderliche Expositionszeit vollauf um die Hälfte vermindert wird. Eine von einem Akkumulator gespeiste, ganz kleine elektrische Glühlampe würde der Gasflamme noch vorzuziehen sein.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 29. März 1908.)

Zur Energetik und Chemie der Bandenspektra.

(Nachtrag; Bemerkungen zu einer Abhandlung des Herrn H. Kauffmann.)

Von J. Stark.

1. Den Anlaß zu der vorliegenden Mitteilung bildet eine Abhandlung des Herrn H. Kauffmann in dieser Zeitschrift (**9**, 311, 1908) über Elektronentheorie und Valenzlehre. Ich gehe im folgenden nicht ein auf den theore-

tischen Teil der beiderseitigen Darlegungen [1]), verweise vielmehr auf eine in dem Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik [2]) erscheinende Abhandlung über die Valenzlehre auf atomistisch elektrischer Basis; in ihr ist auch der Fall der mehrfachen Sättigung eines Valenzelektrons (gleichzeitige Bindung eines Valenzelektrons eines Atoms A_1 an zwei oder mehrere Atome A_2 und A_3) besprochen. Hier möchte ich lediglich zu dem Schluß der Abhandlung des Herrn Kauffmann einige Bemerkungen machen.

Es wurde von mir die Ansicht geäußert, daß die Absorption des Lichtes in einer nach längeren Wellen laufenden Bande unterhalb λ 0,5 μ von einer Fluoreszenz begleitet sei, daß dies dagegen nicht der Fall sei bei der Absorption in einer nach kürzeren Wellen laufenden Bande. Als solche Molekülgruppe, welche nach Ultraviolett laufende Banden besitzt, führte ich auch die Nitrogruppe an und meinte, die Lichtabsorption in der Bande dieser Gruppe sei nicht von einer Fluoreszenz begleitet. Herr Kauffmann scheint diese Beschränkung der Aussage auf die Nitrogruppe mißverstanden zu haben. Er dehnt die Aussage auf beliebige ganze Moleküle aus, welche die Nitrogruppe enthalten. Es ist natürlich sehr wohl möglich, daß außer der Nitrogruppe noch eine andere Gruppe, z. B. der Benzolring, im Molekül zugegen ist, welche eine nach Rot laufende Absorptionsbande und damit Fluoreszenzfähigkeit besitzt. Die Absorption der einen Gruppe und die mit Fluoreszenz verbundene Absorption der anderen Gruppe sind aber auseinander zu halten. Daß ein Molekül gleichzeitig die zwei verschiedenen Absorptionsbanden dank verschiedener Konstitutionen seiner verschiedenen Teile an sich vereinigen kann, habe ich übrigens in meinen Bemerkungen über die chinoiden Benzolderivate ausdrücklich gesagt. Herr Kauffmann teilt nicht mit, ob er das Absorptionsspektrum der Nitrokörper untersucht hat, welche der obigen Fluoreszenzregel widersprechen sollen; ohne eine spektrale Untersuchung dürfte aber ein solcher Widerspruch nicht begründet sein. Als Substanzen, welche der Regel widersprechen sollen, macht er Nitroaniline und Derivate des Benzolazo-β-naphthols namhaft. Deren Fluoreszenz soll unverträglich sein mit der oben gegebenen Regel. Im Gegenteil können sie zur Bestätigung derselben dienen. Diese Substanzen enthalten nämlich den Benzolring, sie werden somit aller Wahrscheinlichkeit nach eine ihm angehörende nach Rot laufende Absorptionsbande und somit dank dieser Fluoreszenz besitzen; diese aber hat nach meinem Dafürhalten nichts zu tun mit der Absorptionsbande der Nitrogruppe oder der Atomgruppen (Chromophore), welche die Farbe im sichtbaren Spektrum bedingen.

2. Zur Ergänzung meiner früheren Ausführungen seien folgende Mitteilungen über Beobachtungen nachgetragen. Die Nitrogruppe besitzt nach W. N. Hartley [1]) in den Nitraten und in der Salpetersäure eine Absorptionsbande (λ 285—307 $\mu\mu$), welche bei steigender Konzentration nur wenig nach längeren Wellen zu sich ausdehnt, also wahrscheinlich nach Ultraviolett läuft. Das gleiche ist der Fall bei der von Baly und Stewart [2]) gefundenen ultravioletten Absorptionsbande des Diazetyls. Mit dem kleinen Quarz-Spektrographen, mit dem ich meine früheren Beobachtungen [3]) über Fluoreszenz anstellte, habe ich nach einer Fluoreszenz der Salpetersäure in wässeriger Lösung und des Diazetyls in alkoholischer Lösung gesucht. Trotzdem ich indes die Konzentrationen variierte und bis zu 2 Stunden Expositionszeit überging, habe ich bei diesen Substanzen auch nicht eine Andeutung einer Fluoreszenz finden können.

Pikrinsäure (Trinitrophenol) besitzt nach H. S. Uhler und R. W. Wood [4]) zwischen λ 300 und λ 400 $\mu\mu$ eine verwaschene nach Rot laufende Absorptionsbande. Sie dürfte wohl dem Benzolring selbst, nicht den an ihm sitzenden Nitrogruppen zuzuordnen sein. Die spektrographische Untersuchung der Fluoreszenz der Pikrinsäure mit Hilfe der bereits früher von mir beschriebenen Apparate ergab folgendes. Pikrinsäure in Äthylalkohol gelöst zeigt bei einer Verdünnung von 1:20000 bis 1:40000 im Anfang des Ultravioletts ungefähr zwischen λ 365 und λ 408 $\mu\mu$ eine Fluoreszenzbande. Deren Intensität ist sehr gering, ihr Nachweis erforderte Expositionszeiten von 1—2 Stunden.

3. In einer früheren Mitteilung wurde die Vermutung geäußert, daß die Absorption des Lichtes in den nach Rot hin abschattierten Banden der Spektra der ungesättigten oder gelockerten Valenzelektronen unterhalb $\lambda = 0{,}5$ μ von einer Ionisierung der absorbierenden Moleküle oder Atome begleitet sei. Es wurde zur Stütze dieser Vermutung unter anderem die Beobachtung Lenards angeführt, daß Sauerstoff durch die Lichtabsorption im äußersten Ultraviolett ionisiert wird. Hierzu ist nachzutragen, daß die Absorptionsbanden des Sauerstoffs im äußersten Ultraviolett in der Tat nach Rot zu

1) J. Stark, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908.
2) Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 124, 1908.

1) W. N. Hartley, Trans. Chem. Soc. **81**, 556, 1902; **83**, 221, 1903.
2) E. C. C. Baly und A. W. Stewart, Astrophys. Journ. **24**, 133, 1906.
3) J. Stark, diese Zeitschr. **8**, 81, 1907; J. Stark und R. Meyer, diese Zeitschr. **8**, 250, 1907.
4) H. S. Uhler u. R. W. Wood, Atlas of absorption spectra, Carnegie Institution, Washington 1907.

abschattiert sind. V. Schumann[1]), dem wir diese Beobachtung verdanken, macht hierüber folgende Angaben: „Sauerstoff absorbiert die Strahlen in der Nachbarschaft von 185 $\mu\mu$ in einer Reihe klar aufgelöster Liniengruppen, 14 an der Zahl. Diese Gruppen von bandenartiger Form nähern sich mehr und mehr mit ihrer Ablenkung und sind nach Rot zu abschattiert." Zu vermuten ist, daß die Lichtabsorption in diesen Banden auch von Fluoreszenz begleitet ist.

1) V. Schumann, Smithsonian Contributions Nr. 1413, p. 15. 1903.

Greifswald, 8. Mai 1908.

(Eingegangen 11. Mai 1908.)

Molekulares Feld und Ferromagnetismus.

Von Pierre Weiss.

Langevin[1]) hat eine kinetische Theorie des Para- und Diamagnetismus gegeben, welche sich in bemerkenswerter Weise den Versuchsresultaten anschließt. Den hier mitzuteilenden Entwickelungen dient diese Theorie als Grundlage, sie besteht, kurz zusammengefaßt, in folgendem:

Die magnetischen Momente der Moleküle sind die Resultanten der magnetischen Momente der kreisförmigen Bahnen aller Elektronen im Atom. Zwei Fälle sind zu unterscheiden. Entweder ist das resultierende Moment Null, wegen der dem Atom eigenen Symmetrie, oder es ist von Null verschieden. Im ersteren Falle ist die einzige Wirkung eines äußeren magnetischen Feldes eine kleine Deformation der Bahnen der Elektronen, welche den Diamagnetismus zur Folge hat. Diese Wirkung ist von der Temperatur unabhängig, wie das Experiment es fordert. Im letzteren Falle übt das äußere Feld auf die einzelnen Moleküle ein Drehmoment aus. Den einzelnen Richtungen der molekularen magnetischen Momente entsprechen verschiedene Werte der potentiellen Energie, und es läßt sich auf die Verteilung der Moleküle zwischen den verschiedenen Richtungen das Maxwell-Boltzmannsche Verteilungsgesetz anwenden. Das Resultat dieser Anwendung ist:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{cha}{sha} - \frac{1}{a}, \qquad (1)$$

wo I die Intensität der Magnetisierung, I_0 den maximalen Wert derselben, wenn alle Molekularmagnete parallel sind, bedeutet. Die Größe a ist definiert durch

$$a = \frac{\mu H}{rT}, \qquad (2)$$

wo H das magnetische Feld, μ das magnetische Moment eines Elementarmagnets und rT zweimal die kinetische Energie eines Freiheitsgrades des Moleküls bei der absoluten Temperatur T bedeutet.

Diese Beziehung ist durch die Kurve in Fig. 1 dargestellt. Sie zeigt, bei kleinen Werten von a, eine sehr angenäherte Proportionalität von I mit a, das heißt mit H, bei gegebener Temperatur. Die entsprechenden schwachen Felder liegen allein in dem experimentell erreichbaren Bereich. Für sehr hohe, nicht erreichbare Werte des Feldes würde sich die absolute Sättigung I_0 ergeben.

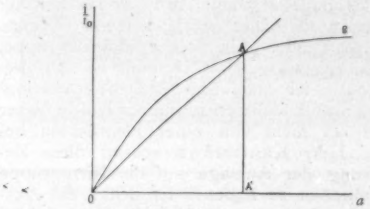


Fig. 1.

Das erste Glied der Entwickelung der Formel (1) nach Potenzen von a gibt die Suszeptibilität:

$$k = \frac{I_0^2}{3p} \qquad (3)$$

für ein paramagnetisches Gas, dessen Druck p ist. Bei konstant gehaltener Dichte ist also k umgekehrt proportional mit der absoluten Temperatur, ein Gesetz, welches in der Tat von Wiedemann und Pleßner für die Lösungen der ferromagnetischen Salze entdeckt und dessen Allgemeinheit bei den paramagnetischen Substanzen von P. Curie[1]) gezeigt worden ist.

In der Folge werden wir diese Art der Abhängigkeit von der Temperatur als für den rein paramagnetischen Zustand charakteristisch betrachten.

Es ist also nach der Langevinschen Theorie die Magnetisierung das Resultat eines statistischen Gleichgewichtes der dem äußeren Felde und der thermischen Agitation unterworfenen Moleküle. Wir werden sehen, daß um paramagnetischen Substanzen Magnetisierungsintensitäten zu erteilen von der Größenordnung derjenigen der ferromagnetischen Metalle Felder von der Größenordnung 10^7 Gauß erforderlich wären, die wir nicht herzustellen vermögen. Langevin spricht am Schlusse seiner Abhandlung die Meinung aus, daß allein die Wechselwirkungen zwischen den

1) Langevin, Ann. Chim. Phys. (8) **5**, 70, 1905, siehe auch W. Voigt, Ann. d. Phys. **9**, 115, 1902; J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **8**, 673, 1903.

1) Pierre Curie, Ann. Chim Phys. (7) **5**, 289, 1895.

Molekülen diese hohen Magnetisierungsintensitäten hervorrufen können.

Ich will im folgenden zeigen, daß mit Hilfe einer äußerst einfachen Hypothese über diese Wechselwirkungen die Langevinsche Theorie auf die Erscheinungen des Ferromagnetismus ausgedehnt werden kann.

Ich nehme an, daß jedes Molekül von der Gesamtheit der benachbarten Moleküle eine Wirkung erfährt, welche gleich ist derjenigen eines homogenen Feldes $N\dot{I}$, welches der Magnetisierungsintensität $\dot{I}$ proportional und mit ihr gleichgerichtet ist. Ich nenne $N\dot{I}$ das molekulare Feld.[1])

Ich nehme außerdem an, daß, abgesehen von den Drehmomenten, welche durch das molekulare Feld hervorgerufen werden, die Rotation der Moleküle ebenso frei ist, wie in einem Gas. Über die potentielle Energie der Translationsbewegung der Moleküle wird keine spezielle Annahme gemacht.

Nehmen wir zunächst an, daß das molekulare Feld allein existiert und zeigen wir, daß die ferromagnetischen Substanzen in Abwesenheit eines äußeren Feldes eine endliche Magnetisierungsintensität annehmen können. Die Gleichung (2) wird

$$\dot{I} = a\frac{rT}{\mu N}, \qquad (4)$$

sie ist in Fig. 1 durch die Gerade OA dargestellt. Da die Intensität der Magnetisierung den Bedingungen (1) und (4) genügt, ist sie bestimmt durch die Schnittpunkte der Kurve und der Geraden. Es ist leicht einzusehen, daß nicht die Lösung $\dot{I}=0$, $a=0$ dem stabilen Gleichgewichte entspricht, sondern die, welche durch den Punkt A gegeben ist; es hat daher im äußeren Felde Null die Intensität der Magnetisierung den endlichen Wert AA'.

Man ist durch die Remanenzerscheinungen gewohnt, im Felde Null einen endlichen Wert der Magnetisierungsintensität vorzufinden; bemerken wir jedoch gleich, daß die Remanenz bis jetzt außerhalb unserer Überlegungen geblieben ist. Es sind vielmehr die Eigenschaften der ferromagnetischen Kristalle, welche uns zeigen werden, warum in den meisten Fällen erst ein äußeres Feld notwendig ist, um die Intensität der Magnetisierung zutage treten zu lassen. Die Eigenschaften der Kristalle geben auch teilweise Aufschluß über das Wesen der Remanenz.[2])

Vorderhand ziehen wir nur eine Konsequenz aus der Kleinheit der paramagnetischen Suszeptibilität. Es wären unerreichbar große äußere Felder dem molekularen Felde hinzuzufügen, um den Punkt A auf der Langevinschen Kurve noch in bemerkbarer Weise zu verschieben. Die Intensität der spontanen Magnetisierung im äußeren Felde Null kann also nur der Sättigungsintensität bei der Beobachtungstemperatur T gleich sein.

Thermische Änderung des Ferromagnetismus. Wenn sich die Temperatur erhöht, wächst $\operatorname{tg} AOa$ proportional mit T, und es nimmt infolgedessen die Intensität der Magnetisierung ab. Sie wird Null, wenn die Gerade OA die Kurve in O berührt. Es sei Θ die Temperatur des Verlustes des spontanen Ferromagnetismus.

Wegen des Grenzwertes $\frac{\dot{I}}{I_0}\cdot\frac{1}{a}=\frac{1}{3}$, für $a=0$ ist:

$$\Theta = \frac{\mu N I_0}{3r} \qquad (5)$$

und es wird daher Gleichung (4)

$$\frac{T}{\Theta} = \frac{3}{a}\frac{\dot{I}}{I_0}. \qquad (6)$$

Die durch die Gleichungen (1) und (6) vermittelst der Hilfsvariabeln a gegebene Beziehung zwischen T und der spontanen Magnetisierungsintensität $\dot{I}$ ist also dieselbe für alle ferromagnetischen Substanzen, wenn sie durch die durch $\frac{\dot{I}}{I_0}$ und $\frac{I}{\Theta}$ charakterisierten korrespondierenden Zustände ausgedrückt wird.

Diese Beziehung ist dargestellt durch die Kurve in Fig. 2. Ihre allgemeine Ähnlichkeit mit den bekannten experimentellen Kurven ist nicht zu verkennen. Sie unterscheidet sich nur durch die etwas raschere Abnahme des Magnetismus bei den tiefen Temperaturen.

Man kann im Zweifel sein, inwiefern bei den früheren Experimenten über thermische Variation des Ferromagnetismus die Sättigung erreicht war. Das höchste Feld, bei welchem derartige Versuche benutzt worden sind, ist 1300 Gauß, bei P. Curie. Ich habe daher weitere Versuche nach einer neuen Methode in Angriff genommen.

Experimentelle Prüfung. Ich habe mich zunächst an den Magnetit gewendet, von dem eine frühere Untersuchung gezeigt hatte, daß er bei 500 Gauß sehr angenähert gesättigt ist, und habe bei 8300 Gauß operiert. Die Methode besteht in der Messung des von einem horizontalen äußeren Felde H auf ein Ellipsoid die Substanz ausgeübten Drehmomentes. Es seien N_1 und N_2 die Hauptentmagnetisierungsfaktoren für die horizontalen Achsen Ox und Oy des Ellipsoids und V sein Volumen. Das Drehmoment ist:

$$C = V\cdot\dot{I}\cdot H\sin(\alpha-\varphi),$$

1) P. Weiss, J. de Phys. (4) 6, 661; 1907.
2) J. de Phys. (4) 4, 829; 1905.

wo α der Winkel des Feldes H, φ derjenige der Intensität der Magnetisierung $\dot{I}$ mit Ox ist. Aber das resultierende Feld aus dem äußeren Felde und dem entmagnetisierenden Felde des Ellipsoids hat die gleiche Richtung wie $\dot{I}$, daher:

$$\frac{H\cos\alpha - N_1\dot{I}\cos\varphi}{\cos\varphi} = \frac{H\sin\alpha - N_2\dot{I}\sin\varphi}{\sin\varphi}$$

und

$$C = V(N_2 - N_1)\dot{I}^2\sin\varphi\cos\varphi.$$

Wenn H durch Drehen des Magneten um eine vertikale Achse eine horizontale Ebene beschreibt, geht dieses Drehmoment, für $\varphi = 45^0$, durch ein Maximum:

$$C = \frac{1}{2}V(N_2 - N_1)\dot{I}^2.$$

Es ist also, bis auf einen konstanten Faktor, gleich dem Quadrat der Intensität der Magnetisierung. Es genügt, dieses maximale Drehmoment mit einer Torsionsfeder zu messen, und ist nicht notwendig, den genauen Wert und die Richtung des Feldes zu bestimmen.

Das Ellipsoid wurde im Magnetitkristall so geschnitten, daß im Moment der Messung die Magnetisierung mit einer zweizähligen Achse des Kristalls zusammenfiel. Die Kräftepaare kristallmagnetischen Ursprungs[1]) haben dann nur ganz untergeordnete Bedeutung.

Diese Messung ist bei Temperaturen von derjenigen des Kohlendioxyd-Schnees 273—79° bis zu derjenigen des Verlustes des Ferromagnetismus (273 + 585°) ausgeführt worden. Die Resultate sind in der gleichen Figur 2, wie die

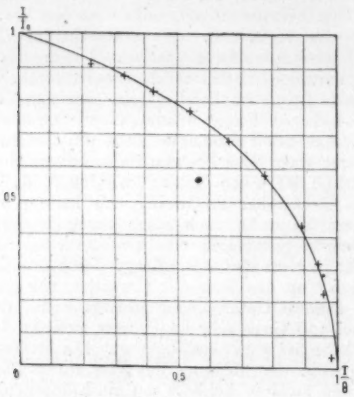


Fig. 2.

theoretische Kurve eingetragen worden, in welcher der Maßstab der Abszissen durch die Gesamtheit der Beobachtungen bei den vier höchsten Temperaturen so bestimmt ist, daß die theoretische und experimentelle Temperatur des Verlustes des Ferromagnetismus zusammenfallen. Der Maßstab der Ordinaten ist so gewählt, daß der bei der Zimmertemperatur bestimmte zweite Punkt auf der theoretischen Kurve liegt. Die Kontrolle der Theorie ist also für Magnetit sehr befriedigend.

Neue Versuche über die anderen ferromagnetischen Substanzen, und auch über Magnetit, sind noch nicht abgeschlossen. Als vorläufiges Resultat kann angegeben werden, daß Pyrrhotin sich wie Magnetit verhält, dagegen bei Nickel und Eisen die Gestalt der Kurve eine ungleich abweichende ist. Der Vergleich der verschiedenen Materialien und eine eventuelle Verallgemeinerung der Hypothese für Eisen und Nickel soll auf eine weitere Publikation verschoben werden.

Erklärung der Eigenschaften der ferromagnetischen Kristalle mit Hilfe des molekularen Feldes. Die magnetischen Eigenschaften des Pyrrhotinkristalls, die in früheren Arbeiten[1]) experimentell untersucht worden sind, können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

Der Kristall besitzt eine bevorzugte Richtung Ox, in welchen die Intensität der Magnetisierung eine konstante, der Sättigungsintensität gleiche Größe besitzt, welche auch die Stärke des Feldes sei. Läßt man in derselben Richtung, aber der Intensität der Magnetisierung entgegengesetzt, ein wachsendes Feld wirken, so kippt die Magnetisierung momentan um, wenn das Feld einen gewissen Betrag H_c erreicht. H_c ist das Koerzitivfeld. Die Hysteresisschleife, welche dieser Richtung Ox entspricht, ist also ein Rechteck. Die Magnetisierungsintensität kann nur zwei Werte annehmen, nämlich die positive und die negative Sättigung. Wenn sie, unter Umständen, dazwischenliegende Werte anzunehmen scheint, so kommt das daher, daß ein Teil der Substanz im positiven, ein anderer im negativen Sinne magnetisiert ist, und die Differenz beobachtet wird.

Die Erscheinungen, die in dieser Richtung Ox, welche ich die Richtung der leichten Magnetisierung genannt habe, beobachtet werden, sind also nicht umkehrbar.

Wenn man das Feld in einer zu Ox schiefen Richtung wirken läßt, entfernt sich die Magnetisierung von dieser Richtung Ox, indem sie in der Basisebene des rhombischen Prismas des Pyrrhotins bleibt, welche ich aus diesem Grunde mit dem Namen „magnetische Ebene" belegt habe. Diese Ablenkung der Magne-

1) J. d. Phys. (3) **5**, 447, 1896.

1) J. de Phys. (4) **4**, 469 und 829, 1905; P. Weiss u. J. Kunz, daselbst 847. — Ein Auszug, diese Zeitschr. **6**, 779, 1905.

tisierung ist umkehrbar. Alles verhält sich, wie wenn in der Richtung Oy, senkrecht zu Ox, in der magnetischen Ebene, ein von der Kristallstruktur herrührendes, entmagnetisierendes Feld $n\dot{I}y$ wirksam wäre, wobei n eine Konstante und $\dot{I}y$ die Komponente der Intensität der Magnetisierung längs Oy bedeuten. Um die Richtung der Magnetisierungsintensität mit Oy zusammenfallen zu lassen, muß das äußere Feld längs Oy mindestens dem maximalen entmagnetisierenden Felde $n \cdot \dot{I} = 7300$ Gauß gleich sein. Neue Experimente [1]) haben gezeigt, daß dieses Feld bei zahlreichen Bruchstücken von verschiedenen Exemplaren denselben Wert hat; es ist also eine charakteristische Konstante.

Die Eigenschaft der magnetischen Ebene ist nur eine angenäherte. Läßt man auf den Pyrrhotinkristall ein Feld mit einer größeren Komponente in der Richtung OZ senkrecht zur magnetischen Ebene wirken, so bleibt die Richtung der Magnetisierung nicht streng in dieser Ebene. Ich hatte früher dieser Eigenschaft Ausdruck gegeben in dem Satze: Das Pyrrhotin ist ferromagnetisch in der magnetischen Ebene und paramagnetisch in der Richtung senkrecht zu dieser Ebene. Ich ziehe jetzt folgenden, den Tatsachen sich ebensogut anschließenden Wortlaut vor: Alles verhält sich in der XZ-Ebene wie in der XY-Ebene, mit dem Unterschiede, daß das von der Kristallstruktur herrührende entmagnetisierende Feld längs OZ viel größer ist wie längs OY; sein maximaler Wert ist von der Größenordnung $n'\dot{I} = 150000$ Gauß.

Kehren wir jetzt zu der Hypothese des molekularen Feldes zurück, um sie den Eigenschaften der Kristalle anzupassen. Nehmen wir an, der Kristall besitze drei aufeinander senkrechte Symmetrieebenen, welche mit den Koordinatenebenen zusammenfallen und daß die drei Komponenten des molekularen Feldes den entsprechenden Komponenten der Magnetisierungsintensität, mit je einem besonderen Koeffizienten $N_1 > N_2 > N_3$ proportional sind. Dann hat das molekulare Feld nur für die drei Achsen die gleiche Richtung wie die Intensität der Magnetisierung. Diese letztere wird also, bei der in Abwesenheit eines äußeren Feldes sich selbst überlassenen Substanz, nur mit einer der drei Achsen zusammenfallen können, und diese Orientierung der Magnetisierung wird nur für die Achse (Ox) einem stabilen Gleichgewichte entsprechen, für welche der Koeffizient (N_1) der größte ist, wie man sich leicht überzeugt.

Wenn zu dem molekularen Felde ein äußeres Feld hinzukommt, nimmt die Intensität der Magnetisierung die Richtung des resultierenden Feldes an, was durch

$$\frac{H_x + N_1 \dot{I}_x}{\dot{I}_x} = \frac{H_y + N_2 \dot{I}_y}{\dot{I}_y} = \frac{H_z + N_3 \dot{I}_z}{\dot{I}_z} \qquad (7)$$

ausgedrückt wird. Wenn $\dot{I}$ und H in der XY-Ebene enthalten sind und α und φ die Winkel von I und H mit Ox bedeuten, so folgt:

$$H\dot{I}\sin(\alpha - \varphi) - (N_1 - N_2)\,\dot{I}^2 \sin\varphi\cos\varphi = 0 \qquad (8)$$

Diese Gleichung ist identisch mit derjenigen, mit welcher früher [1]) die experimentellen Eigenschaften des Pyrrhotins in der magnetischen Ebene zusammengefaßt worden sind, wenn gesetzt wird

$$(N_1 - N_2)\,\dot{I} = n\dot{I} = 7300 \text{ Gauß}.$$

Wie schon bemerkt, unterscheiden sich die Eigenschaften in der XY-Ebene von denjenigen in der XZ-Ebene nur durch die Größe der Konstante; für diese letztere Ebene ist:

$$(N_1 - N_3)\,\dot{I} = n'\dot{I} = 150000 \text{ Gauß}.$$

Die Eigenschaften des ferromagnetischen Pyrrhotinkristalls werden also durch die Hypothese des molekularen Feldes zwanglos dargestellt. Die Versuchsdaten gestatten nur die Differenzen der molekularen Felder in den Achsenrichtungen zu bestimmen, die Felder selbst werden erst, wie wir sehen werden, durch die gleichzeitige Betrachtung der Eigenschaften unterhalb und oberhalb der Temperatur Θ des Verlustes des spontanen Ferromagnetismus zugänglich.

Es wird noch eine Reihe von Untersuchungen erfordern, um zu ermitteln, ob das obige Schema, welches für Pyrrhotin ausreicht, auf die anderen ferromagnetischen Kristalle, Magnetit, Eisen usw., übertragen werden kann; bis jetzt können wir nur sagen, daß dieser Übertragung aus dem Wenigen, was über diese Kristalle bekannt ist, nichts widerspricht.

Synthese der Eigenschaften des Eisens, schwache Felder, Hysteresiskurven. Man kann aber auch durch ein umgekehrtes Verfahren das reiche über die ferromagnetischen Metalle zu Gebote stehende Material zu verwerten suchen, indem man annimmt, daß die scheinbare Isotropie dieser Metalle durch die Durcheinanderlagerung von Elementarkristallen entsteht, die nach dem Muster des Pyrrhotinkristalls gebaut sind. Es ist dann eine Frage der Rechnung, von den Bestimmungsstücken $\dot{I}$, Hc, $H_D = (N_1 - N_2)\,\dot{I}$, $H_D' = (N_1 - N_3)\,\dot{I}$ die Eigenschaften der pseudoisotropen Substanz abzuleiten.

Nehmen wir zuerst an, daß man nur mit schwachen Feldern operiere und, die reversible Ablenkung der Magnetisierung aus der Richtung leichter Magnetisierung vernachlässigend, nur die irreversible Erscheinung in dieser Richtung

1) P. Weiss et V. Planer, J. de Phys., 1908.

1) J. de Phys. (4) **4**, 844, 1905.

betrachtet. Wenn die Substanz sich im neutralen Zustande befindet, bedeckt die Gesamtheit der Magnetisierungsvektoren der verschiedenen Elementarkristalle gleichförmig die Oberfläche einer Kugel (Fig. 3). Wenn das Feld H, in einer festen Richtung OH wirkend, den Wert des Koerzitivfeldes H_c übersteigt, werden alle Magnetisierungsintensitäten innerhalb eines Kegels mit OH als Achse und mit

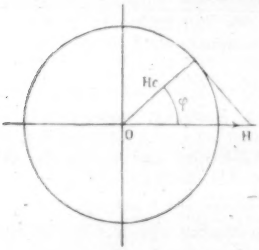


Fig. 3.

einem halben Winkel φ an der Spitze gegeben durch

$$\cos\varphi = \frac{H_c}{H},$$

welche ursprünglich auf die negative Seite gerichtet waren umgekehrt und die resultierende Intensität der Magnetisierung wird sein

$$\mathcal{J} = \frac{\dot{I}}{2}\sin^2\varphi = \frac{\dot{I}}{2}\left[1 - \left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right],$$

wo $\dot{I}$ die Intensität bedeutet, die man erhielte, wenn alle Richtungen der leichten Magnetisierung mit Ox zusammenfielen. Wenn man jetzt das Feld zwischen $+H$ und $-H$ oszillieren läßt, wird die Intensität der Magnetisierung periodisch den durch obige Gleichung gegebenen maximalen Wert annehmen. Diese Gleichung stellt also den geometrischen Ort der Scheitel der Hysteresiskurven dar. Er ist eine Kurve dritten Grades, deren nützlicher Teil eine grobe Ähnlichkeit mit einer gleichseitigen Hyperbel hat, und besitzt die Asymptoten $\dot{I} = \frac{\dot{I}}{2}$ und $H = O$. Er trifft die H-Achse im Punkte $H = H_c$.

Nehmen wir jetzt an, daß, anstatt vom neutralen Zustande auszugehen, wir bei Beginn alle Vektoren durch Einwirkung eines sehr starken negativen Feldes auf der negativen Seite der Kugel gesammelt haben. Beschreiben wir dann eine Hysteresisschleife, indem wir das Feld von $-\infty$ bis zu wachsenden positiven Werten variieren lassen. Es wird nichts geschehen, und die Magnetisierung bleibt $-\frac{\dot{I}}{2}$, solange das Feld kleiner als $+H_c$, dann wird, wie ersichtlich, eine Kurve beschrieben werden, welche, vom Punkte $\left(-\frac{\dot{I}}{2}, +H_c\right)$ ausgehend, mit dem obigen geometrischen Orte der Scheitel in doppeltem Maßstab der Ordinaten identisch ist. Diese Kurve gibt mit dem schon zurückgelegten Teile der Geraden $-\frac{\dot{I}}{2}$ die Hälfte des Kreisprozesses; man vervollständigt die Hysteresisschleife durch Symmetrie in bezug auf den Ursprung. In ähnlicher Weise ermittelt man die Hysteresiskurven für Feldvariationen endlicher Amplitude, zwischen $-H$ und $+H$.

Um die Annäherung weiter zu treiben, muß man die reversible Ablenkung, um die das Feld die Magnetisierung aus der Richtung der leichten Magnetisierung verschiebt, berücksichtigen.

Nimmt man an, daß die Vektoren der Magnetisierungsintensität die positive Halbkugel mit einer konstanten Dichte bedecken, so erhält man als Resultat der Rechnung für das Gesetz der reversiblen Wirkung des Feldes in einer scheinbar isotropen Substanz:

$$\mathcal{J} = \dot{I}\left[\frac{1}{2} + \frac{H}{3}\left(\frac{1}{H_D} + \frac{1}{H_D'}\right) - \frac{3}{16}H^2\left(\frac{1}{H_D^2} + \frac{1}{H_D'^2}\right) + \cdots\cdots\right] \quad (9)$$

Im Falle dagegen, wo die Substanz vom neutralen Zustande ausgeht, bestehen nur die Glieder mit den ungeraden Potenzen von H.

Der Koeffizient der ersten Potenz von H bedeutet die anfängliche Suszeptibilität, von der Lord Rayleigh[1]) gezeigt hat, daß sie in allen kleinen reversiblen Änderungen der Intensität der Magnetisierung auftritt, sogar wenn die Magnetisierung einen größeren Bruchteil der Sättigungsintensität erreicht. Die Theorie erklärt also diese Konstanz der reversiblen Suszeptibilität. Aber sie gestattet eine leicht kontrollierbare Konsequenz hinzuzufügen. Diese anfängliche Suszeptibilität kann geschrieben werden:

$$k_0 = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{N_1 - N_2} + \frac{1}{N_1 - N_3}\right). \quad (10)$$

Sie ist also von der Temperatur unabhängig, wenn die Koeffizienten N_1, N_2, N_3 selbst von der Temperatur unabhängig sind, wie wir es bis jetzt angenommen haben. Die Versuche über die Änderung der Suszeptibilität mit der Temperatur[2]) in den schwachen Feldern scheinen mit dieser Konsequenz der Theorie vereinbar zu sein. Sie geben meist eine schwache Zu-

1) Lord Rayleigh, Philosophical Magazine **23**, 225—245, 1887.

2) Ewing, Magnetic Induction in Iron, 3th ed., London 1900, S. 166.

nahme der Suszeptibilität mit der Temperatur. So findet Ewing, daß für einen harten Eisendraht die Intensität der Magnetisierung im Erdfelde von 2,14 auf 2,23 steigt, wenn die Temperatur von 6^0 auf 100^0 variiert. Die Schwierigkeit der Deutung dieses und ähnlicher Experimente rührt daher, daß bei höheren Temperaturen das Bereich der reversiblen Erscheinung sehr eng wird, wie an gewissen Kurven von Hopkinson[1]) ersichtlich. Neue Versuche mit genauer Bestimmung dieses Bereiches bei höheren Temperaturen sind notwendig.

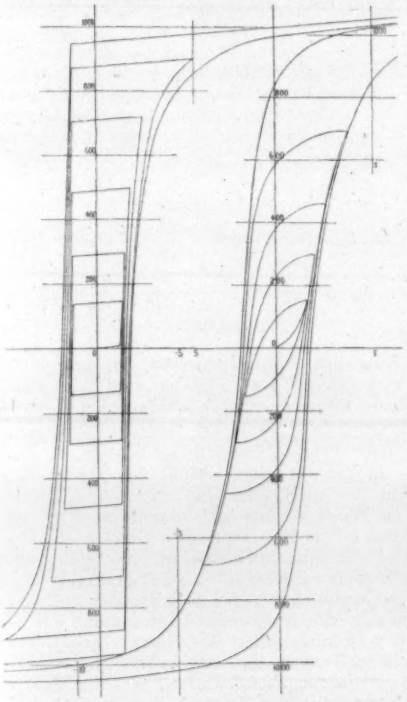


Fig. 4 und 5.

Die Fig. 4 enthält die nach obigem Verfahren mit der Annahme $I_M = 1900$, $H_c = 1{,}2$ gezeichneten Hysteresisschleifen. Sie sind mit Hilfe der reversiblen Suszeptibilität und des quadratischen Gliedes der Reihenentwickelung (9) korrigiert, wobei angenommen wurde $H_D = 120$ Gauß $H_D' = \infty$. Die eine dieser letzteren Annahmen ist für den vorliegenden Zweck innerhalb weiter Grenzen willkürlich. Diese numerischen Werte sind den experimentellen Kurven in Fig. 5, die der klassischen Abhandlung von Ewing entnommen sind, möglichst angepaßt. Die Ähnlichkeit der Kurven in Fig. 4 und 5 ist auffallend, trotz einiger wesentlicher Differenzen, für deren Erklärung ich auf die ausführliche Abhandlung[1]) verweise.

1) Ewing, loc. cit., S. 174, Fig. 82.

Das Eisen in starken Feldern. H. du Bois hat zuerst auf das Interesse der genauen Kenntnis des Gesetzes der Annäherung der Magnetisierungskurve an die Asymptote bei der Sättigung hingewiesen. Dieses Gesetz kann nach denselben Grundsätzen, nach welchen wir die Intensität der Magnetisierung in den schwachen Feldern ermittelt haben, berechnet werden. Man findet:

$$\dot{I} - \mathcal{J} = \frac{\dot{I}^3}{15 H^2}[(N_1 - N_2)^2 + (N_1 - N_3)^2 - (N_1 - N_2)(N_1 - N_3)] + \cdots \quad (11)$$

Die Distanz zwischen Kurve und Asymptote ist eine unendlich kleine Größe zweiter Ordnung. Der Koeffizient des ersten Gliedes in $\frac{1}{H^2}$ kann geschrieben werden:

$$\frac{\dot{I}}{15}(H_D{}^2 + H_{D'}{}^2 - H_D \cdot H_{D'}). \quad (12)$$

Die Kenntnis dieses Gliedes, mit derjenigen der anfänglichen Suszeptibilität

$$k_0 = \frac{\dot{I}}{3}\left(\frac{1}{H_D} + \frac{1}{H_{D'}}\right)$$

verbunden, gestattet aus den Beobachtungen an der pseudoisotropen Substanz die zwei charakteristischen entmagnetisierenden Felder des elementaren Kristalls abzuleiten. Aber während die anfängliche Suszeptibilität der Gegenstand vieler Versuche gewesen ist, besitzt man noch keine genügend genauen Messungen der Annäherung an die Sättigung. Diesbezügliche Versuche werden gegenwärtig ausgeführt.

Die magnetischen Eigenschaften des Eisens jenseits der Temperatur des Verlustes des spontanen Ferromagnetismus. Die oben gegebene Theorie der Änderung des Ferromagnetismus in Funktion der Temperatur kann auf den Fall ausgedehnt werden, wo das äußere Feld H_a von Null verschieden ist. Die Gleichung (2) wird durch Einführen von

$$H = H_a + N\dot{I}$$

und indem man (5) berücksichtigt

$$\frac{T}{\Theta} = \frac{3}{a}\frac{\dot{I}}{\dot{I}_0} + \frac{3H_a}{aN\dot{I}_0}.$$

Diese Gleichung gibt, mit (1), vermittels der Hilfsvariablen a die Beziehung zwischen $\frac{I}{\Theta}$

1) J. de Phys. (4) **8**, 661, 1907.

und $\frac{J}{J_0}$, welche einem bestimmten äußeren Felde H_a entspricht. Sie unterscheidet sich von der ähnlichen Beziehung für $H_a = 0$ durch Vergrößerung von $\frac{T}{\Theta}$ um ein Glied, welches zu a umgekehrt proportional ist. Wenn wir uns auf kleine Werte von a beschränken, ist $a = 3\frac{J}{J_0}$ und infolgedessen

$$\frac{T}{\Theta} - 1 = \frac{H_a}{NJ} \qquad (13)$$

Der Überschuß $T-\Theta$ der Temperatur über die Temperatur Θ des Verlustes der spontanen Magnetisierung ist also umgekehrt proportional mit der Magnetisierungsintensität. Die graphische Darstellung der Beziehung zwischen diesen beiden Größen ist eine gleichseitige Hyperbel, deren Parameter dem äußeren Felde proportional ist. Die Fig. 6, welche der Abhandlung von P. Curie entnommen ist, und in welcher

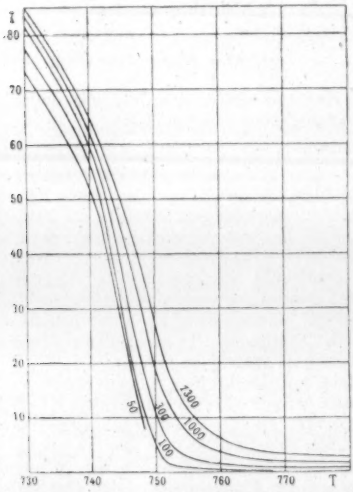


Fig. 6.

die auf den Kurven angegebenen Zahlen die äußeren Felder bedeuten, zeigt, daß das Experiment die Theorie in bemerkenswerter Weise bestätigt.

Es scheint nicht zweifelhaft, daß die anderen ferromagnetischen Substanzen sich bei ihrer Temperatur Θ verhalten wie das Eisen. Mit anderen Worten, sie gehen vom Zustand des spontanen Ferromagnetismus (in der Bezeichnung von Osmond, Zustand α) in den Zustand des durch das äußere Feld bedingten Ferromagnetismus (Zustand β) über und es ist möglich, daß gewisse Substanzen nur in diesen beiden Zuständen existieren. Aber die Versuche von P. Curie über das Eisen, die sich auf ein ausgedehntes Temperaturintervall erstrecken, haben ihn dazu geführt, zwei andere Zustände des Eisens durch ihre magnetischen Charaktere wiederzufinden, von denen der erste von Osmond γ-Eisen genannt worden ist, und der zweite, schon von Ball entdeckte, konsequenterweise δ-Eisen zu nennen ist. Die Curieschen Experimente sind in der Fig. 7

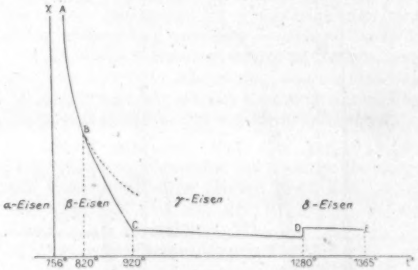


Fig. 7.

schematisch zusammengefaßt, in welcher die Temperaturen als Abszissen und die spezifischen Magnetisierungskoeffizienten χ [auf die Masseneinheit bezogene Suszeptibilitäten] als Ordinaten aufgetragen gedacht sind.

In der β-Region, welche bei 756^0 anfängt, geht der spezifische Magnetisierungskoeffizient vom Werte ∞ aus und nimmt bis 820^0 nach einem genau hyperbolischen Gesetze ab. Dann wird die Abnahme rascher. Es geht wahrscheinlich zwischen dieser Temperatur und der Temperatur 920^0, bei welcher der γ-Zustand anfängt, eine progressive Umwandlung vor sich. Im γ-Zustand besitzt das Eisen einen der absoluten Temperatur umgekehrt proportionalen Magnetisierungskoeffizienten, was für den rein paramagnetischen Zustand charakteristisch ist. Bei 1280^0, der letzten Zustandsänderung, steigt der Magnetisierungskoeffizient plötzlich im Verhältnisse 2 : 3 und scheint dann wieder im umgekehrten Verhältnisse der absoluten Temperaturen zu variieren.

Für die paramagnetischen Körper, in welchen kein molekulares Feld existiert, ist das Produkt $\chi \cdot T$ gleich der Curieschen Konstante C. Ich werde zeigen, daß jede der vier Regionen α, β, γ, δ eine Bestimmung dieser Konstante zuläßt.

α-Eisen. Man kann die Curiesche Konstante, die ihrem Wesen nach sich auf das paramagnetische Eisen bezieht, von den Beob-

achtungen mit dem ferromagnetischen Eisen ableiten.

Wie schon bemerkt, ist die Suszeptibilität für ein paramagnetisches Gas nach der Langevinschen Theorie

$$k = \frac{\dot{I}_0^2}{3p} \qquad (3)$$

und, wenn D die Dichte bedeutet,

$$\chi = \frac{\dot{I}_0^2}{3pD}.$$

Diese Formel soll jetzt auf die festen Körper anwendbar gemacht werden, in welchen die Moleküle keine potentielle Rotationsenergie besitzen. Es sei M die Anzahl Moleküle per cm^3 in dem betrachteten Körper, M_0 die Anzahl Moleküle in 1 cm^3 Gas bei derselben Temperatur und unter dem normalen Drucke p_0, so ist

$$\chi = \frac{\dot{I}_0^2}{3p_0D} \cdot \frac{M_0}{M}.$$

Es sei n die Anzahl Atome im Molekül, A das Atomgewicht auf $H = 1$ bezogen, δ die Dichte der Luft unter dem normalen Drucke und bei 0°, dann ist:

$$C = \chi T = \left(\frac{\dot{I}_0}{D}\right)^2 \frac{273}{3p_0} \frac{n \cdot A \cdot \delta}{28{,}8}. \qquad (14)$$

In dem Falle des Eisens kann man die Sättigungsintensität beim absoluten Nullpunkt von ihrem Werte bei der gewöhnlichen Temperatur mit Hilfe der oben entwickelten Theorie ableiten.[1]) Unter Zugrundelegung des Wertes von du Bois und Taylor Jones[2]) $\dot{I} = 1850$, findet man $\frac{\dot{I}_0}{D} = 270$, woraus

$$C = 0{,}01646\, n.$$

β-Eisen. Bei einer Temperatur etwas über Θ zeigen sich die ferromagnetischen Eigenschaften nur, wenn ein äußeres Feld H_a das unzureichende molekulare Feld unterstützt. Das innere Feld bringt also den Magnetisierungskoeffizienten auf einen Wert χ', der größer ist als derjenige, χ, der in Abwesenheit des molekularen Feldes vorhanden sein würde. Ihre Abhängigkeit ist gegeben durch

$$\frac{T}{C} = \frac{1}{\chi} = D\frac{H_a + N\dot{I}}{\dot{I}} = \frac{1}{\chi'} + D \cdot N.$$

Die Temperatur Θ ist aber die, bei welcher die Suszeptibilität, die dem Anfange der Kurve Fig. 1 entspricht, gleich $\frac{1}{N}$ ist. Daher

$$C \cdot N \cdot D = \Theta \qquad (15)$$

und

$$C = \chi'(T - \Theta). \qquad (16)$$

Diese Gleichung, welche in einer anderen Form denselben Inhalt hat wie (13), zeigt den Grund der hyperbolischen Änderung von χ' in der β-Region. Aus den Versuchen von Curie zwischen 756° und 820° läßt sich ableiten:

$$C = 0{,}0164 \times 2.$$

Dieser Wert stimmt also mit dem theoretischen überein unter der Annahme, daß das Molekül des β-Eisens aus 2 Atomen besteht. Es ist kein Grund vorhanden, nach dieser Theorie, anzunehmen, daß das Molekül des α-Eisens verschieden sei. Sollte aber eine molekulare Umwandlung in der α-Region vorkommen, so müßte sie ohne Änderung von $\dot{I}_0$ stattfinden.

γ-Eisen. Von 920° bis 1280° deutet die der absoluten Temperatur umgekehrt proportionale Suszeptibilität auf Abwesenheit des molekularen Feldes. Die Versuche von Curie geben:

$$C = 0{,}018 \times 2,$$

d. h. im Bereich der Genauigkeit der Versuche wieder dieselbe Konstante, und man ist so dazu geführt, anzunehmen, das auch das Molekül des γ-Eisens aus zwei Atomen besteht.

δ-Eisen. Die Versuche von Curie geben:

$$C = 0{,}019 \times 3,$$

einen Wert, welcher noch mit dem früheren vereinbar ist, wenn man annimmt, daß das Molekül des δ-Eisens aus drei Atomen besteht.[1])

Der Unterschied im Wesen der beiden Zustandsänderungen $\beta\gamma$ und $\gamma\delta$ ist höchst bemerkenswert. Die Experimente von H. Lechatelier[2]) haben gezeigt, daß der Übergang vom β- in den γ-Zustand mit einer Kontraktion verbunden ist; es scheint daher paradox, wenn eine Annäherung der Moleküle von dem Verschwinden ihrer Wechselwirkungen begleitet ist. Aber mehr als diese Eigentümlichkeit zeigt die Größenordnung dieser Wirkungen, wie sehr ihre Natur zu erklären bleibt. Für das Eisen bei der gewöhnlichen Temperatur ist das molekulare Feld ca. $6{,}5 \times 10^6$ Gauß [siehe weiter unten]. Die enorme Größe dieses Feldes ist um so merkwürdiger, als Langevin[3]) gezeigt hat, daß das magnetische Moment des

1) Mit einer nicht allzu großen Unsicherheit, vergl. Seite 360 und 366.

2) du Bois und Taylor Jones, E.T.Z. 17, 543, 1896. Der Wert ist nach meinen letzten Messungen [C. R. 145, 1155; 1907] etwas zu hoch.

1) In der hier benutzten, der verallgemeinerten Langevinschen Theorie angepaßten Ausdrucksweise bedeutet „Molekül" die Menge der Substanz, welche dieselbe Rotationsenergie besitzt, wie ein Molekül Sauerstoff bei derselben Temperatur.

2) Contributions à l'Étude des Alliages (Soc. d'Encouragement p. l'Industrie nationale, Paris 1901, S. 411).

3) Langevin, loc. cit.

Sauerstoffatoms sehr wohl einem einzigen Elektron zugeschrieben werden kann, welches um das Atom eine Kreisbahn mit einer Periode gleich derjenigen sichtbarer Lichtwellen durchläuft. Wenn man diese Rechnung für das Eisenatom reproduziert, findet man für $\dot{I}_0$ einen dem experimentellen Werte ziemlich nahen Betrag. Aber das Feld im Zentrum dieser Bahn ist mehrere hundertmal kleiner als das molekulare Feld.

Herr W. Ritz[1]) hat in letzter Zeit gezeigt, daß man mit einem schematischen Bau des Atoms aus Elementen, die mit den bisher benutzten Elektronen nur in entfernter Verwandtschaft stehen, die Gesetze der Serienspektren und des normalen und anomalen Zeemaneffektes reproduzieren kann. Diese Elemente dienen dazu, die magnetischen Atomfelder hervorzubringen, welche das wesentliche Konzept der Ritzschen Theorie sind. Diese Atomfelder haben eine Reihe von diskontinuierlichen Werten. In jedem dieser Felder schwingt eine elektrische Elementarladung mit der Frequenz einer Serienlinie. Für die H_α-Linie des Wasserstoffs, $\lambda = 656{,}3\ \mu\mu$, ergibt sich $H = 150.10^6$ Gauß, also ein Feld von derselben Größenordnung wie das molekulare Feld des Eisens. Man kann sich des Eindruckes nicht erwehren, daß das molekulare Feld ein durch die thermische Agitation hervorgebrachtes Mittel aus den Ritzschen Atomfeldern ist. Während dem Molekül, als grobem Reagens, nur dieser Mittelwert zugänglich ist, kann das schwingende Elektron der Serienlinien alle Feinheiten der Atomfelder erforschen. In den paramagnetischen Substanzen wäre dieser Mittelwert gleich Null.

Molekulares Feld und spezifische Wärme.[2])

Wegen der enormen Größe der molekularen Felder sind die Energiemengen, welche bei der die Temperaturänderungen begleitenden Magnetisierung oder Entmagnetisierung ins Werk gesetzt werden, von derselben Größenordnung wie diejenigen, welche zur Erwärmung der Körper erforderlich sind. Man weiß anderseits, daß die spezifischen Wärmen der magnetischen Körper Anomalien aufweisen. Es soll hier gezeigt werden, daß die Entmagnetisierungsenergie diesen Anomalien quantitativ entspricht.

Die gegenseitige Energie der Molekularmagnete in einem Körper von der Magnetisierungsintensität I, ist

$$E = -\frac{1}{2} N I^2,$$

wo NI das molekulare Feld bedeutet. Diese Energie ist negativ, man wird also Energie an den Körper abgeben müssen, um ihn zu entmagnetisieren und es ist, wenn $\mathcal{J}$ das mechanische Äquivalent der Kalorie und D die Dichte bedeuten, in der spezifischen Wärme ein Teil

$$\frac{dq_m}{dt} = \frac{1}{2\mathcal{J}D} N \frac{dI^2}{dT}$$

magnetischen Ursprungs enthalten. Dieses Glied fällt momentan auf Null bei der Temperatur Θ des Verlustes der spontanen Magnetisierung. Wir sind also durch die Theorie des molekularen Feldes zu einer Diskontinuität der wahren spezifischen Wärme geführt, was von der gewöhnlichen Annahme einer Zustandsänderung bei einer gewissen Temperatur mit einer entsprechenden latenten Wärme wesentlich abweicht. Allerdings korrigiert man oft diese Aussage, indem man hinzufügt, daß die Zustandsänderung sich auf ein bedeutendes Temperaturintervall erstreckt.

Für die Berechnung von $\frac{dI^2}{dT}$ sind die Versuchsresultate über die thermische Änderung des Magnetismus in der α-Region zu benutzen. Für Eisen liegen die Resultate von P. Curie vor, für Nickel und Magnetit benutze ich meine eigenen Messungen, welche, obwohl noch provisorisch schon genauer sind wie die schwierigeren Bestimmungen der wahren spezifischen Wärme.

Die Größe N leitet man von (15)

$$CND = \Theta$$

ab, wo C die in (14) definierte Curiesche Konstante bedeutet. Diese bezieht sich ursprünglich auf den rein paramagnetischen oder γ-Zustand. Da aber die drei untersuchten Substanzen nicht alle im γ-Zustand bekannt sind, ist es wertvoll, daß diese Konstante sich nach (16) auch aus dem β-Zustand ableiten läßt.[1])

Von den vorliegenden kalorimetrischen Daten[2]) sind nur die von Pionchon über Eisen zahlreich und genau genug um eine Bestimmung der wahren spezifischen Wärme für kleine Temperaturintervalle zu gestatten. Leider ist die Temperaturskala dieser älteren Versuche nicht mit Sicherheit zu korrigieren. Ich habe daher Herrn Paul N. Beck ersucht, eine Neubestimmung der spezifischen Wärmen von Eisen, Nickel und Magnetit vorzunehmen. Es

1) W. Ritz, Ann. d. Phys. (4) **25**, 660, 1908.
2) P. Weiss und Paul N. Beck, J. de Phys. (4) **7**, 249, 1908.

1) Man findet so, mit einer noch etwas rohen Annäherung, für die molekularen Felder: 6500000 Gauß für Eisen; 6300000 Gauß für Nickel; 14300000 Gauß für Magnetit.
2) Pionchon, Ann. chim. phys. (6) **11**, 33, 1887 (Eisen, Nickel, Kobalt); Tilden, Phil. Trans. **201** (A), 37, 1903 (Nickel); Harker, Phil. Mag. (6) **10**, 430, 1905 (Eisen); Oberhoffer, Metallurgie IV, s. 495, 1907 (Eisen); Bailey, Physical Review **24**, 129, 1907 (versch. Eisensorten).

mögen hier nur die sich auf den Umwandlungspunkt beziehenden Resultate aus diesen Messungen herausgegriffen werden. Es sei C_m^Θ der Sprung der wahren spezifischen Wärme bei der Temperatur Θ. Man findet:

für Eisen

magnetisch	kalorimetrisch
$C_m^\Theta = 0{,}136$	$C_m^\Theta = 0{,}112$
$\Theta = 753 + 273^0$	$\Theta = 758 + 273^0$,

für Nickel

$C_m^\Theta = 0{,}025$	$C_m^\Theta = 0{,}027$
$\Theta = 376 + 273^0$	$\Theta = 376 + 273^0$,

für Magnetit

$C_m^\Theta = 0{,}048$	$C_m^\Theta = 0{,}050$
$\Theta = 588 + 273^0$	$\Theta = 580 + 273^0$.

In der beigegebenen Fig. 8 stellt die obere

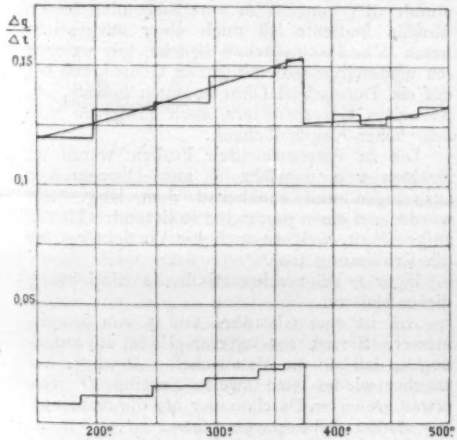


Fig. 8.

gebrochene Linie die mittleren spezifischen Wärmen in den Intervallen zwischen zwei Versuchstemperaturen, die hindurchgezogene Kurve die wahren spezifischen Wärmen dar. Die untere gebrochene Linie stellt die Mittelwerte, für die Temperaturintervalle der magnetischen Versuche, des magnetischen Gliedes der spezifischen Wärme dar. Der Zusammenhang ist ohne weiteres ersichtlich.

Es ist also für Eisen, Nickel und Magnetit die Temperatur der Diskontinuität der wahren spezifischen Wärme auch die Temperatur des Verlustes der spontanen Magnetisierung, und die beobachtete Größe dieser Diskontinuität stimmt überein mit der unter Zugrundelegung der Hypothese des molekularen Feldes aus den magnetischen Versuchsresultaten berechneten.

Diese Hypothese, welche die Erscheinungen des Ferromagnetismus in einheitlicher Weise auf die kinetische Theorie der Materie zurückführt, erhält durch die letzte Anwendung in einem etwas entlegeneren Gebiete eine nicht unwesentliche Stütze.

(Eingegangen 17. April 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 40[1]: Guido Niccolai, Über den elektrischen Widerstand der Metalle zwischen sehr hohen und sehr tiefen Temperaturen.

1. Arndtsen[2]) und nach ihm Matthiessen und Bose[3]) waren die ersten, welche den Einfluß der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit der Metalle untersucht haben. Matthiessen und Bose dehnten ihre Untersuchungen auf eine gewisse Anzahl reiner Metalle zwischen 0^0 und 100^0 aus und berechneten auch die Temperaturkoeffizienten α in diesem Intervall. Aus ihren Werten geht vor allen Dingen hervor, daß der Widerstand mit der Temperatur zunimmt. Des weiteren liegen die Werte von α für alle reinen Metalle — mit Ausnahme des Eisens, welches einen höheren Wert hat — wie dies bereits Arndtsen[4]) beobachtet hatte, zwischen 0,00403 und 0,00327. Clausius[5]) beobachtete, daß das Mittel aus all diesen Werten — mit Ausnahme des Eisens — angenähert gleich 0,00366 ist, also gerade gleich der Zahl, welche den Ausdehnungskoeffizienten der Gase gibt. Aus eben diesem Grunde glaubte Clausius schließen zu dürfen, daß der elektrische Widerstand der reinen Metalle der absoluten Temperatur proportional sei.

Indessen bemerkte Clausius selbst, daß die Werte von Matthiessen und Bose nicht ausreichten, um aus ihnen eine derartige Schlußfolgerung zu ziehen, einmal weil die Anzahl der untersuchten Metalle zu gering war, dann aber auch, weil das verwandte Temperaturintervall zu eng begrenzt und die Übereinstimmung der Ergebnisse untereinander zu unvollkommen war. Andererseits glaubte er aber doch, daß seine Beobachtung nicht ohne Interesse sei, und versprach sich von ihr, daß sie zu neuen Untersuchungen Anstoß geben würde.

2. In der Tat haben sich denn auch in der Folgezeit verschiedene Forscher mit diesem

1) Nr. 39: diese Zeitschr. **9**, 190, 1908.
2) Pogg. Ann. **104**, 650, 1858.
3) Pogg. Ann. **115**, 355, 1862.
4) Pogg. Ann. **104**, 1, 1858.
5) Pogg. Ann. **104**, 650, 1858.

Gegenstand beschäftigt und nicht nur die Zahl der untersuchten Metalle vermehrt, sondern auch die Versuchsbedingungen verbessert und größere Temperaturbereiche angewandt.

Beispielsweise hat Benoit[1]) für eine gewisse Anzahl von Metallen die Änderung des elektrischen Widerstandes zwischen 0° und sehr hohen Temperaturen untersucht und dabei gefunden, daß der Widerstand in allen Fällen stark zunimmt, aber bald mehr und bald weniger, als es die von Clausius aufgestellte Hypothese verlangt.

Die absoluten Werte, welche er gefunden hat, lassen sich übrigens nicht mit denen neuerer Forscher, wie Dewar und Fleming[2]) einerseits und Jaeger und Diesselhorst[3]) andererseits vergleichen, und zwar wegen des verschiedenen Grades der Reinheit der Metalle, mit denen die verschiedenen Forscher ihre Untersuchungen angestellt haben. Weitere Versuche bei hohen Temperaturen sind von H. Le Chatelier[4]) an Kupfer, Platin und Silber, von Battelli[5]) an Nickel, von Moris[6]) an Eisen, schließlich von Philip Harrison[7]) an Nickel, Eisen und Kupfer ausgeführt worden. Alle diese Forscher haben gefunden, daß der Widerstand mit der Temperatur sehr stark wächst.

3. Auch bei tiefen Temperaturen sind derartige Versuche ausgeführt worden. Die ersten Physiker, welche sich damit beschäftigten, waren Cailletet und Bouty.[8]) Diese Forscher maßen den spezifischen Widerstand von Quecksilber, Silber, Antimon, Zinn und Kupfer bei ungefähr $-100°$. Etwa gleichzeitig maß Wroblewski[9]) den spezifischen Widerstand des elektrolytischen Kupfers bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs und des flüssigen Sauerstoffs.

Endlich haben Dewar und Fleming[10]) eine Reihe von Untersuchungen an einer gewissen Anzahl von reinen Metallen, Legierungen und nichtmetallischen Körpern bei sechs oder sieben Temperaturen zwischen $+100°$ und $-197°$ angestellt.

4. Die Ergebnisse der verschiedenen Forscher gehen jedoch öfters recht weit auseinander, und zwar teils infolge der verschiedenen Versuchsbedingungen, teils auch, weil die verschiedenen Untersuchungen mit verschiedenen Materialproben angestellt worden sind. Aus diesem Grunde lassen sich die Kurven, welche den spezifischen elektrischen Widerstand der Metalle darstellen und von den verschiedenen Forschern für hohe und für tiefe Temperaturen entworfen worden sind, nicht aufeinander beziehen.

Es fehlt sonach an einer vollständigen Untersuchung der Erscheinung, denn keiner von allen Forschern hat Versuche angestellt, welche sich von sehr tiefen bis zu sehr hohen Temperaturen erstreckten und Beobachtungen in hinreichend engen Temperaturabständen böten, um eine Verfolgung der beträchtlichen Widerstandsänderung zu ermöglichen. Ich habe deshalb gerade die Änderung des spezifischen elektrischen Widerstandes einiger reiner Metalle bei stetiger Temperaturänderung zum Gegenstande der vorliegenden Untersuchung gemacht.

Allgemeine Beschreibung der Methode.

5. Zur Messung des elektrischen Widerstandes der von mir zu untersuchenden reinen Metalle bediente ich mich einer ausgezeichneten Wheatstoneschen Brücke, mit welcher ich unmittelbar und mit großer Genauigkeit bis auf ein Tausendstel Ohm kommen konnte, sowie eines Galvanometers nach Magnus von sehr hoher Empfindlichkeit.

Die zu untersuchenden Proben waren zu Drähten von ungefähr $^1/_2$ mm Durchmesser ausgezogen und annähernd 8 m lang. Sie wurden auf einen passenden isolierenden Halter aufgewickelt, welcher auch die Vorrichtung für die Erwärmung trug.

Figur 1 zeigt schematisch die Einrichtung dieses Halters.

AA' ist eine Glasröhre von 5 mm Durchmesser. Sie ist am unteren Ende so aufgebogen, daß sie die Metallscheibe D trägt, auf welcher wieder eine zweite Scheibe D' von etwas größerem Durchmesser als die erste und aus starker Asbestpappe ruht.

Konaxial mit der Röhre AA' steht auf der Asbestscheibe eine zweite Glasröhre B von $2^1/_2$ cm Durchmesser. Auf diese ist eine enge Spirale aus dünnem Eisendraht aufgewickelt, deren einzelne Windungen durch einen Asbeststreifen voneinander getrennt sind.

Diese Spirale wird von einem elektrischen Strome durchflossen, dessen Stärke mittels eines Rheostaten passend eingestellt wird, und bildet den Heizapparat.

Auf die 17 cm lange und 3,5 cm starke Glasröhre CC' endlich, welche mit einer dicken Lage von bester Asbestpappe überzogen ist, wird der Versuchsdraht sorgfältig in einer Spirale aufgewickelt. Je zwei aufeinanderfolgende Windungen dieser Spirale werden durch einen zwischengelegten Asbeststreifen

1) C. R. 1888.
2) Journ. de Phys. 1894, S. 378; Phil. Mag. (5) **36**, 271, 1894
3) Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. **3**, 259, 1900.
4) C. R. 111, 454, 1890
5) Cim. (3) **34**, 125, 1893.
6) Phil. Mag (5) **44**, 213, 1897.
7) Phil. Mag. (6) **3**, 177, 1902.
8) Journ. de Phys. 1885.
9) C. R. 1885.
10) a. a. O.

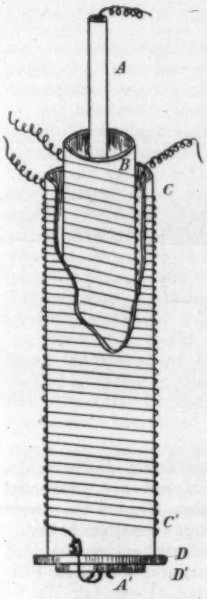


Fig. 1.

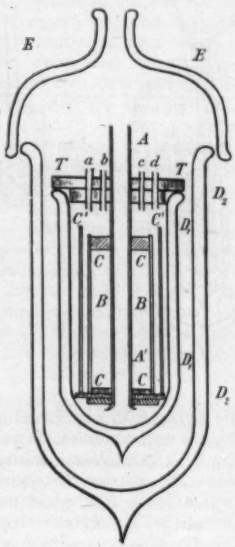


Fig. 2.

von gegenseitiger Berührung an irgendeiner Stelle geschützt.

Wie der Schnitt in Figur 2 zeigt, geht das Glasrohr AA' durch einen Korkstopfen TT; dieser dient dazu, die Öffnung eines Dewargefäßes $D_1 D_1$ zu verschließen, in welches der Halter mit dem zu untersuchenden Drahte eingetaucht wird. Dieses Dewargefäß ist aus Jenenser Glas gefertigt und hat eine zylinrische Gestalt; es ist 22 cm tief und 5 cm weit. Der Stopfen TT ist in der Weise durchbohrt, wie aus der Figur 2 ersichtlich wird. Er ist sowohl auf seiner Unterfläche, als auch seitlich, wo er mit den Glaswänden des Dewargefäßes in Berührung kommt, mit einer hinreichend starken Schicht Asbestpappe bekleidet.

Durch diesen Stopfen gehen außer der Glasröhre AA' drei weitere Glasröhrchen a, b, c und eine kleine Quarzglasröhre d. Davon dient a zur Isolierung des einen der starken kupfernen Stromzuführungsdrähte, welcher zum einen Ende des Versuchsdrahtes führt, während der andere Leitungsdraht innen durch die Glasröhre AA' hindurchgeführt ist. Die beiden Röhrchen b und c sind zur Isolierung der beiden Stromzuführungen für die Heizspirale bestimmt. Das Quarzröhrchen d hält die beiden Thermoelemente isoliert, welche ich zur Temperaturmessung benutzt habe.

Die ganze Vorrichtung wurde nun in ein zweites Dewargefäß $D_2 D_2$ aus gewöhnlichem Glase eingeführt. Dieses hatte gleichfalls zylindrische Gestalt; es besaß versilberte Wände und war 35 cm tief und 10 cm weit. Die Öffnung dieses zweiten Dewargefäßes wurde durch einen aufgesetzten doppelwandigen Glasdeckel EE verschlossen. Dieser hatte, wie aus Figur 2 zu ersehen ist, oben eine Öffnung, durch welche ich alle zu meiner Anordnung erforderlichen Drähte hindurchführen konnte. Auf diese Weise erreichte ich vollkommen meinen Zweck, die gesamte Masse des Drahtes hinreichend lange Zeit hindurch elektrisch gut isoliert und auf einer und derselben Temperatur zu halten. Mit einiger Übung gelang es mir nämlich, die Stärke des den Draht des Heizapparates durchfließenden Stromes so zu regeln, daß ich nicht nur eine sehr langsame Temperaturänderung, sondern auch eine gleichförmige Temperaturverteilung in dem ganzen Dewargefäß erhielt.

Solange der Unterschied zwischen der Außentemperatur und der Innentemperatur 80^0 bis 90^0 nicht überschritt, war in der Tat keinerlei Temperaturunterschied zwischen dem oberen und dem unteren Ende des Dewargefäßes zu bemerken. Selbst im ungünstigsten Falle, wenn ich nämlich zwischen innen und außen das größte Wärmegefälle hatte, betrug der Unterschied zwischen dem oberen und dem unteren Ende des Gefäßes niemals mehr als 1^0.

Die beiden Thermoelemente bestanden aus Kupfer- und Konstantandrähten von 0,2 mm Durchmesser. Ihr Stromkreis war durch ein Thomsonsches Galvanometer geschlossen. In diesem brachte eine Temperaturdifferenz von $^1/_5$ Grad einen Ausschlag von einem Skalenteil hervor. Als Temperatur des Versuchsdrahtes in einem gegebenen Augenblick habe ich das Mittel aus den Temperaturablesungen an seinen beiden Enden angenommen. Ich habe auch dafür Sorge getragen, und mich auch unmittelbar durch Versuche davon überzeugt, daß zwischen dem Prüfstück und den beiden Stromzuführungsdrähten, die es mit den beiden Klemmen der Brückenanordnung verbinden, keine Thermoströme auftraten, durch welche meine Bestimmungen gestört worden wären. Die Länge der zu untersuchenden Stücke bestimmte ich, während die Drähte mit einer konstanten Kraft von 1 kg gespannt waren. Den Drahtdurchmesser bestimmte ich direkt mittels einer Palmerschen Schraubenlehre; dabei nahm ich Messungen an sehr vielen Stellen vor, um mich auch zu vergewissern, ob die Drähte auf ihrer ganzen Länge recht gleichförmig waren; außerdem fand ich den Durchmesser auch als Funktion des spezifischen Gewichtes und der Länge.

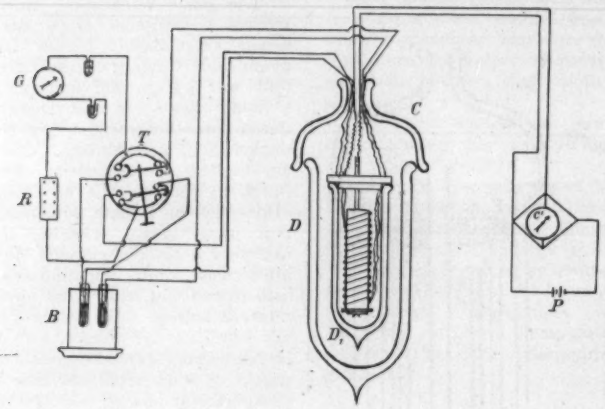


Fig. 3.

Figur 3 gibt eine schematische Darstellung meiner gesamten Meßanordnung.

Verlauf der Versuche.

6. Ich untersuchte folgende reine Metalle:

1. Aluminium,
2. Silber,
3. Eisen,
4. Magnesium,
5. Nickel,
6. Gold,
7. Blei,
8. Platin,
9. Kupfer.[1])

Von jeder Drahtprobe maß ich zunächst den Widerstand in Luft bei Zimmertemperatur. Darauf brachte ich in der bereits geschilderten Weise den Halter, auf welchen der Draht aufgewickelt war, in das Dewargefäß und erhitzte ihn sehr langsam mittels des Heizapparates bis auf 400°. Dabei führte ich von 25° zu 25° Bestimmungen aus.

Nach Erreichung einer Temperatur von 400° regulierte ich die Stromstärke im Heizstromkreise passend so, daß der Versuchsdraht sich ganz langsam abkühlte und schließlich wieder auf gewöhnliche Temperatur gelangte. Auch jetzt machte ich wieder von 25° zu 25° Messungen. Ebenso verfuhr ich bei tiefen Temperaturen. Hier machte ich gleichfalls, sowohl während das System sich langsam abkühlte, als auch während es sich wieder erwärmte, in den gleichen Temperaturabständen Messungen.

Ergebnisse.

7. Um ein Beispiel für die beschriebene Versuchsmethode zu geben, will ich jetzt, bevor ich die zahlenmäßigen Ergebnisse für die verschiedenen untersuchten Metalle anführe, zunächst einen Teil der Werte mitteilen, die ich bei einem Versuche an der Silberprobe erhalten habe.

Die fünfte Spalte der nachstehenden Tabelle I enthält in absoluten elektromagnetischen Ein-

1) Die Metalle sind in der alphabetischen Reihenfolge ihrer italienischen Namen geordnet. (D. Übers.)

Tabelle I.

Silber von Kahlbaum.

Drahtlänge bei 0° C 850,1 cm. Drahtdurchmesser 0,046 cm.

Temperaturangabe des ersten Thermoelementes in ° C	Temperaturangabe des zweiten Thermoelementes in ° C	Mittel aus beiden Temperaturen in ° C	Widerstand in Ohm	$R\frac{r_0}{l_0}\cdot 10^9$	Wahrer spezifischer Widerstand
12,0	12,0	12,00	0,806	1575	1576
25,0	25,0	25,00	0,845	1653	1654
49,8	49,8	49,80	0,919	1797	1798
74,7	74,7	74,70	0,994	1943	1945
101,0	101,0	101,00	1,074	2100	2104
125,0	125,1	125,05	1,147	2242	2247
150,4	150,5	150,45	1,222	2389	2395
174,8	175,0	174,90	1,294	2530	2538
199,9	200,1	200,00	1,369	2677	2687
225,2	225,4	225,30	1,443	2821	2833
250,8	251,1	250,95	1,515	2962	2976
274,2	274,6	274,40	1,585	3098	3114
300,0	300,4	300,20	1,657	3240	3259
325,7	326,1	325,90	1,729	3381	3402
351,2	351,7	351,45	1,794	3508	3531
375,4	376,1	375,57	1,863	3642	3668
400,2	401,0	400,60	1,929	3771	3800
+ 11,0	+ 11,0	+ 11,00	0,802	1569	1569
+ 0,2	+ 0,2	+ 0,20	0,771	1507	1507
— 25,1	— 25,1	— 25,10	0,691	1351	1350
— 49,9	— 49,9	— 49,90	0,624	1221	1220
— 75,7	— 75,6	— 75,65	0,550	1075	1073
— 100,2	— 100,1	— 100,15	0,468	915	913
— 124,8	— 124,6	— 124,70	0,393	768	766
— 151,3	— 151,0	— 151,15	0,327	641	639
— 175,0	— 174,6	— 174,80	0,254	497	495
— 189,0	— 189,0	— 189,00	0,214	419	417

heiten die Werte für den Ausdruck $R\frac{s_0}{l_0}10^9$ bei verschiedenen Temperaturen für die Silberprobe. Dabei ist die Änderung der Dimensionen des Drahtes nicht berücksichtigt worden. In der sechsten Spalte derselben Tabelle hingegen sind die wahren Werte des spezifischen Widerstandes aufgeführt, wie sie erhalten wurden, wenn für jede Temperatur die entsprechenden Dimensionen des Drahtes in Rechnung gesetzt wurden. Für diese Reduktionen habe ich die Ausdehnungskoeffizienten benutzt, welche von H. D. Ayres[1]) für tiefe Temperaturen ($+40^0$ bis -187^0), und die, welche von Fizeau und Le Chatelier[2]) für hohe Temperaturen bestimmt worden sind.

Der Silberdraht hatte eine Länge von 850,1 cm und einen Durchmesser von 0,046 cm.

Wie man aus dieser Tabelle ersieht, ist also der Unterschied zwischen dem spezifischen elektrischen Widerstand der Silberprobe und dem Näherungswerte $R\frac{s_0}{l_0}\cdot 10^9$ sehr klein, denn im ungünstigsten Falle, nämlich bei der Temperatur 400^0, beträgt er weniger als 1 v. H.

In erster Annäherung kann man demnach bei derartigen Untersuchungen die Änderungen der Drahtdimensionen vernachlässigen.

In Tabelle II habe ich nun die Ergebnisse zusammengestellt, die ich an sämtlichen von mir untersuchten Proben erhalten habe, ohne dabei indessen den Änderungen ihrer Dimensionen Rechnung zu tragen.

In dieser Tabelle geben die Zahlen der ersten Spalte die Temperatur in Celsiusgraden an, die Zahlen der folgenden Spalten geben die Werte des Ausdrucks $R\frac{s_0}{l_0}10^9$ für die verschiedenen Metalle bei den entsprechenden Temperaturen. Alle Proben, mit Ausnahme des von Carlo Erba bezogenen Magnesiums, wurden mir von der Firma C. A. F. Kahlbaum in Berlin geliefert. Sie wurden alle sorgfältig zu Drähte von ungefähr 0,5 mm Durchmesser ausgezogen, und ich benutzte niemals Drahtlängen von weniger als fünf Metern.

In Figur 4 sind die Kurven zusammengestellt, welche die Änderung des elektrischen Widerstandes mit der Temperatur für alle diese von mir untersuchten Metalle wiedergeben. In diesen Kurven sind die Temperaturen in Celsiusgraden und die spezifischen Widerstände in absoluten elektromagnetischen Einheiten ausgedrückt.

1) Phys. Rev. 1905, S. 38.
2) Nach den Landoltschen Tabellen.

Schlußfolgerungen.

8. Aus den Zahlenangaben der vorstehenden Tabelle II, und besser noch aus den in Figur 4 gezeichneten Kurven kann man sich leicht davon überzeugen, daß keines der von mir untersuchten Metalle genau der von Clausius aufgestellten Hypothese genügt. Am

Tabelle II.

Spezifischer elektrischer Widerstand der angeführten Metalle und absoluten elektromagnetischen Einheiten.

Temperatur in ^{0} C	Aluminium	Silber	Eisen	Magnesium	Nickel	Gold	Blei	Platin	Kupfer
400	7991	3772	43345	11893	57257	5818	—	25985	4093
375	7638	3642	40583	11285	53390	5561	—	25132	3941
350	7274	3501	37877	10672	49722	5320	—	24254	3797
325	6917	3377	35235	10080	46243	5084	—	23361	3659
300	6559	3240	32781	9536	42729	4853	49932	22490	3512
275	6204	3094	30357	9002	39480	4623	46897	21572	3322
250	5850	2956	28196	8508	36352	4402	43814	20648	3207
225	5518	2819	26000	8031	33337	4178	40953	19753	3045
200	5172	2676	23928	7576	30464	3956	38047	18885	2888
175	4827	2531	21904	7132	27688	3745	35322	17927	2730
150	4496	2385	20012	6735	25025	3529	32617	17032	2565
125	4192	2242	18235	6318	22514	3317	30151	16058	2403
100	3858	2097	16630	5915	20207	3102	27844	15102	2249
75	3562	1946	15022	5507	17946	2891	25686	14124	2083
50	3237	1798	13504	5069	15723	2675	23663	13146	1921
25	2925	1653	12063	4700	13808	2462	22047	12182	1759
0	2618	1505	10681	4312	12005	2245	19803	11193	1577
— 25	2321	1350	9368	3894	10257	2029	17958	10234	1418
— 50	2067	1223	8147	3491	8825	1818	16190	9248	1251
— 75	1782	1079	6973	3105	7352	1607	14372	8207	1057
— 100	1535	916	5929	2643	6049	1400	12610	7212	904
— 125	1282	765	4962	2300	4866	1191	10975	6218	733
— 150	1038	642	3988	1907	3748	992	9253	5200	558
— 175	795	496	3091	1471	2703	795	7624	4192	391
— 189	641	419	2653	1275	2186	688	6648	3580	302

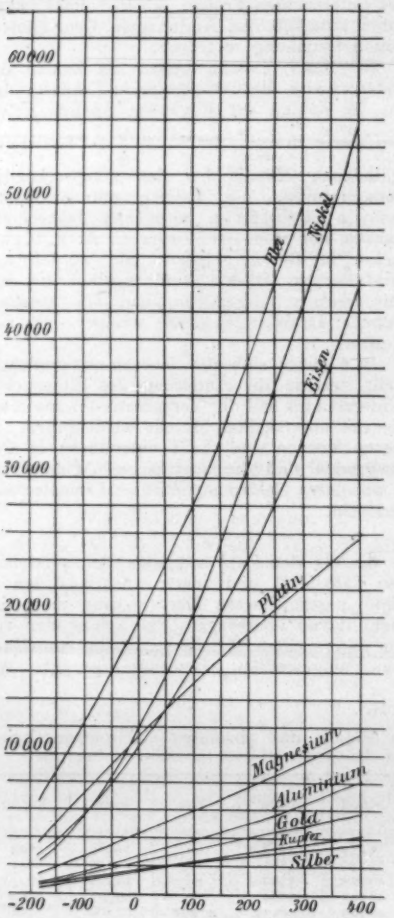


Fig. 4.

meisten nähern sich ihr Silber, Gold, Platin und Kupfer; alle übrigen weichen recht beträchtlich von ihr ab.

Diese Metalle lassen sich in zwei getrennte Gruppen teilen, nämlich in solche, bei denen die Schnelligkeit der Widerstandsänderung mit wachsender Temperatur zunimmt, z. B. Eisen und Nickel, und in solche, bei denen umgekehrt die Schnelligkeit der Widerstandsänderung mit wachsender Temperatur abnimmt, z. B. Platin und Silber.

Aus der Betrachtung der Kurven geht aber hervor, daß sie das Bestreben zeigen, bei einer Verlängerung unter die tiefste von mir angewandte Temperatur hinab durch den Koordinatenanfangspunkt zu gehen. Das ist ein Zeichen dafür, daß der elektrische Widerstand dieser Metalle in reinem Zustande beim absoluten Nullpunkt der Temperatur, wenn auch nicht ganz und gar verschwinden, so doch sicherlich außerordentlich klein werden wird. Ja, bei einigen Metallen, wie beispielsweise beim Kupfer, möchte es, wenn wir uns immer nur an die hier wiedergegebenen Kurven halten, scheinen, als ob ihr Widerstand bereits verschwinden müßte, bevor noch der absolute Nullpunkt erreicht wird, ein Umstand, den übrigens auch Wroblewski[1]) an elektrolytischem Kupfer beobachtet hatte.

Bemerkenswert ist die große Widerstandszunahme, welche sämtliche Metalle mit wachsender Temperatur erfahren. So ist beispielsweise beim Nickel das Verhältnis zwischen einem Widerstand bei $+ 400^0$ C und dem bei $- 189^0$ C etwas größer als 26; beim Eisen ist es größer als 16, und so geht es weiter, bis zum Platin, wo dieses Verhältnis etwas größer als 7 ist und dabei den kleinsten Wert von allen von mir untersuchten Metallen hat.

Aus der Figur ergibt sich ferner, daß die Kurven, welche den Widerstand der verschiedenen Metalle als Funktion der Temperatur wiedergeben, sich teilweise schneiden, wie beispielsweise die Kurven für Kupfer und für Silber oder die für Eisen und für Nickel usw.

Man kann auch beobachten, daß wenn das Gesetz, nach welchem die Widerstandsänderung beim Platin, beim Eisen und beim Nickel erfolgt, bis hinab zum absoluten Nullpunkt der Temperatur dasselbe bleiben würde, die Kurve für Platin nochmals von denen für Eisen und für Nickel in zwei weiteren Punkten geschnitten werden würde.

1) C. R. 1855.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. April 1908.)

Bemerkung über Lichtbogen und Büschellichtbogen.

Von Max Toepler.

Zwecks Gewinnung von Stickstoffverbindungen aus der Luft, werden neuerdings Lichtbogen von vielen Zentimetern Länge bei relativ kleiner Stromstärke verwandt. Hierbei wird dann noch in der einen oder anderen Weise (z. B. durch Rotierenlassen des Bogens in einem Magnetfelde) veranlaßt, daß sich der Gasinhalt des Bogenraumes beständig erneuert. Eine Folge hiervon ist, daß kein Anhäufen der Ver-

dampfungsprodukte der Elektroden im Bogen stattfindet.

Der von Dämpfen der Elektroden im wesentlichen befreite mittlere Teil des Bogens zeigt für das Auge in jeder Hinsicht große Ähnlichkeit mit dem Büschellichtbogen.

Man kann dies auch so ausdrücken: Lichtbogen und Büschellichtbogen unterscheiden sich nur in den Entladungsteilen, welche beim Lichtbogen wesentlich mit Elektrodendampf erfüllt werden.

Hiernach ist zu vermuten, daß lange Bögen genau genommen aus zwei Entladungsformen sich zusammensetzen:

aus den dampferfüllten Gebieten an den Elektroden mit Bogenlichtcharakter,

aus dem in wesentlichen dampffreien Gebiete fern von den Elektroden mit dem Charakter eines Büschellichtbogens.

Das büschellichtbogenartige Mittelstück wird für gekühlte Elektroden natürlich besonders ausgedehnt sein, besonders weit bis an die Elektroden heranreichen. Herr Grau hat nun kürzlich in dieser Zeitschrift[1]) Messungen von Charakteristiken für lange Gleichstrombogen zwischen gekühlten Elektroden mitgeteilt. Diese umfassen das Bereich von 1—5 cm Bogenlänge und 4—10 Amp. Die Spannungen V lassen sich bis einschließlich der Bruchteile der gemessenen Volt durch die von Grau angegebene Formel

$$V = 55 + 12{,}5 \cdot l + \frac{90 \cdot l}{i}$$

wiedergeben, wo l die Bogenlänge in cm, i die Stromstärke in Amp. bedeutet. Die benutzte Formel gehört dem bekannten Systeme Ayrtonscher Formeln für Bogenentladung an.

Von dem hier eingangs hervorgehobenen Auffassungsstandpunkte aus erscheint es nun bemerkenswert, daß man die Grauschen Messungen auch mit gewisser Annäherung durch den für den Büschellichtbogen geltenden Formeltypus

$$V = a + \frac{b}{\sqrt{i}} \cdot l$$

darstellen kann. Man erhält nämlich bei 1 cm Bogenzunahme für die Spannungszunahme

	bei der Stromstärke von						
	4	5	6	7	8	9	10 Amp.
nach Grau $\left(\text{d.h. } 12{,}5 + \frac{90}{i}\right)$	35,0	30,6	27,5	25,4	23,8	22,5	21,5 Volt/cm
nach Toepler (d.h. $68 : \sqrt{i}$)	34,0	30,4	27,8	25,7	24,0	22,7	21,5 Volt/cm.

Der Absolutwert der Konstanten (68) kommt gleichfalls dem für lange Büschellichtbogen in freier Luft gefundenen nahe — für 1,5 Milliamp. wurde ein Gefälle von 1700 Volt/cm bestimmt[1]), also die Konstante zu 65,8.

Das eingangs über das Aussehen langer dampffreier Lichtbögen Gesagte gilt auch für Wechselstrom. Die Messungen von Grau an solchen Wechselstrombögen[2]) lassen sich hier als quantitative Belege heranziehen.

Eine enge Beziehung zwischen dem mittleren Stücke langer Lichtbögen und den Büschellichtbögen scheint hiernach wohl festgestellt.

1) A. Grau, diese Zeitschr. **9**, 107, 1908.

1) M. Toepler, Wied. Ann. **66**, 673, 1898.
2) A. Grau u. F. Ruß, Wien. Akad. Ber. **115**, IIa, 1571, 1906.

Dresden, 5. Mai 1908.

(Eingegangen 5. Mai 1908.)

Zwangläufiger Apparat zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger Schwingungen und Wellen.

Von L. Kann.

Die stetig noch wachsende Bedeutung der Wellenlehre für den Unterricht in fast allen Gebieten der Physik und die Notwendigkeit ihrer anschaulichen Vorführung läßt sich wohl am besten aus der unverhältnismäßig großen Zahl neuer Apparate und Modelle ersehen, die fast jedes Jahr veröffentlicht werden.

Die meisten dieser Apparate nun sind nur konstruiert, die eine oder andere Beziehung des großen Gebietes anschaulich zu machen; während doch der Hauptwert besonders eines solchen Apparates gerade darin liegen müßte, zu zeigen, wie die Verschiedenartigkeit der Erscheinungen sich aus den gleichen Elementen in verschiedenartigem Zusammenwirken ergibt. Und die wenigen Anordnungen[1]), die dieser Anforderung genügen, erheischen einen so umständlichen Apparat und so mannigfaltige Vorbereitungen, daß nur wenige Anstalten sich ihrer bedienen können, und zudem leiden auch sie noch unter dem für ein derartiges Demonstrationsmittel besonders empfindlichen Übelstand, nicht zwangläufig zu sein. Sie gestatten also nicht, auf die zur Vorführung kommende Erscheinung stets mühelos und verläßlich einzustellen und auch den Ablauf derselben in allen ihren Phasen beliebig festzuhalten und aufzuzeigen.

Ich selbst habe mich während meiner Lehrtätigkeit wiederholt mit dem Problem abge-

1) z. B. F. Wittmann, Zeitschr. für den physikal. u. chem. Unterr., **18**, 65, 1905.

geben[1]) und bin endlich zur Konstruktion des im nachfolgenden beschriebenen „zwangläufigen Apparats zur Demonstration der Zusammensetzung beliebiger Schwingungen und Wellen" gelangt, der — unter Berücksichtigung all der oben angeführten Gesichtspunkte — fast alle grundlegenden Demonstrationen der Wellenlehre auch dem größten Auditorium klar und sicher in beliebiger Größe zu ruhiger Betrachtung vorzuführen gestattet und sich im Unterricht bereits vorzüglich bewährt hat.

Der Apparat wurde in den Schulwerkstätten der deutschen Staatsgewerbeschule in Pilsen unter Leitung des Werkmeisters V. Hajek tadellos funktionierend hergestellt; die weitere Ausführung für den Handel hat die Firma E. Leybold's Nachfolger in Köln a. Rh. übernommen.

Die Anordnung besteht im wesentlichen aus 2 durch Exzenter so bewegte Spiegel, daß ein von denselben reflektierter Lichtstrahl auf dem Projektionsschirm das Bild eines harmonisch schwingenden Punktes ergibt; u. zw. können die Schwingungen der reflektierten Strahlen in derselben Ebene oder in 2 zueinander senkrechten Ebenen erfolgen, hierbei entweder gleiche oder verschiedene Schwingungszeit bei gleicher oder beliebig verschiedener Phase und Amplitude haben und jede einzeln für sich oder in ihrem Zusammenwirken projiziert werden, wobei die Schwingungen in einer Ebene durch einen rotierenden Spiegel analysiert werden.

Die Spiegel S_o und S_u sind in Rahmen R_o und R_u gelagert, von denen der obere R_o zwei verschiedene um 90° gegeneinander versetzte Stellungen haben kann (Fig. 1 u. 2 und Fig. 3)[2]).

Der Antrieb der Exzenter E_o und E_u erfolgt durch die Zahnräder Z_o und Z_u, die bei der Demonstration von Schwingungen gleicher Richtung gemeinsam von dem Triebrad T_2 betätigt werden, während bei senkrecht zueinander stehenden Schwingungen Z_u von T_2 und Z_o von T_3 angetrieben wird (Fig. 3).

Das auf der Welle W_1 sitzende Kurbelrad T_1 treibt mittels des Zahnrades t_1 die Welle W_2, und diese wieder direkt das auf ihr längs einer Feder verschiebbare Triebrad T_2 und mittels des Kegelräderpaares K_3 das Triebrad T_3, das in dem Gabelbock B_3—B_4 in den Nutleisten N verschoben und so in und außer Eingriff gebracht werden kann (Fig. 2 und 3).

Von der Welle W_1 aus wird auch der analysierende Spiegel A mittels der Kegelräder-

1) L. Kann, Zeitschr. f. d. physikal. u. chem. Unterr. 15, 16, 1902; Wiener Vierteljahrsber. zur Förd. d. phys. u. chem. Unterr. 7, 3. Heft, 1902.

2) Die Figuren sind auf besonderer Tafel (II) vereinigt.

getriebe K_1 und K_2 in Rotation versetzt. Aus zeichnerischen Gründen ist dieser Spiegel in Fig. 2 symmetrisch zu den Rahmen angeordnet, während er in Wirklichkeit so weit nach links zu stehen kommt, daß ein von S_o z. B. horizontal nach rückwärts ausgehender Strahl von ihm um 90° nach rechts auf den Projektionsschirm reflektiert wird.

Die Übersetzungen sind so gewählt, daß die von den Strahlen auf den Schirm geworfenen Bilder so rasch einander folgen, daß das Auge einen kontinuierlichen Eindruck der Schwingungskurven gewinnt; für die Fälle also, in denen der rotierende Spiegel A mit seinen 12 Spiegelflächen zur Anwendung kommt, muß seine Umdrehung so reguliert sein, daß die Zeit, welche eine Facette braucht, um die Lage der ihr benachbarten einzunehmen, ein Vielfaches der vollen Schwingungszeit der Spiegel S beträgt.

So macht z. B. bei normalem Handbetrieb, bei einer Umdrehung von T_1 in der Sekunde, T_2 und T_3 6 Umdrehungen und Z_o und Z_u^1 36; während A bloß eine halbe Tour ausführt, so daß auf eine Facette 6 ganze Schwingungen fallen, die unter einem Projektionswinkel von 60° auf den Schirm geworfen werden.

Um das Verhältnis der Schwingungszeiten der beiden Spiegel S ändern zu können, läßt sich die Tourenzahl des unteren Exzenters verringern. Dies ist dadurch ermöglicht, daß T_2 nicht unmittelbar in den Zahnrädersatz Z_u des unteren Exzenters E_u eingreift, sondern vermittels des Zwischenrades t_2, das mit ihm in der gemeinsamen Gabel G sitzt. Es braucht also bloß die Gabel G so verschoben zu werden, daß t_2 mit dem gewünschten Zahnrad (1, 2, 3, 4 oder 5) des Satzes Z_u zum Eingriff kommt, wobei die Handhabe H in dem entsprechenden Schlitz der Schlitzplatte P Rast findet und durch ihr Gewicht niedergehalten wird.

Die Räder des Satzes haben 20, 21, 24, 30 und 40 Zähne[1]), so daß auf 6 volle Schwingungen des oberen Spiegels S_o 6, $\frac{40}{7}$, 5, 4 und 3 Schwingungen des unteren S_u kommen können.

Die Veränderung der Amplituden geschieht durch Versetzung des Schraubenstiftes in der Exzenterscheibe e oder im Exzenterschieber r.

Die gewünschte Phasenverschiebung wird eingestellt, indem man die Gabel G hebt, dem Rad Z_u die entsprechende Verdrehung gibt und die Gabel wieder bis zum Eingriff senkt.

Fig. 5 zeigt die Befestigungsart der Spiegel S. Um dieselben zu verstellen, braucht bloß die randrierte Schraube s gelüftet und nach

1) Selbstverständlich können auch Räder mit beliebig anderen Zahnzahlen eingesetzt werden.

erfolgter Einstellung wieder festgezogen zu werden.

Von den zahlreichen Demonstrationen, die mit diesem Apparat ohne weiteres vorgeführt werden können, seien nun im folgenden nur die wichtigsten hervorgehoben; sie werden zugleich auch am besten die Wirkungsweise der Anordnung, wo es etwa noch nötig ist, klarer machen:

Bewegung eines harmonisch schwingenden Punktes und Darstellung dieser Bewegung als Projektion einer Kreisbewegung.

Die Rahmen stehen parallel (Fig. 1 und 2). T_3 ist außer Eingriff. Einer der Spiegel S steht senkrecht nach rückwärts gewendet, der andere ist abgekehrt. Der rotierende Spiegel A ist durch Lockern der Befestigungsschraube von der Drehung ausgeschaltet. Der Lichtstrahl fällt von rückwärts an A vorüber auf den Spiegel S, wird von diesem auf A reflektiert und von A aus um ca. 90° nach rechts abgelenkt auf den Projektionsschirm geworfen. Bei der Drehung des Handrades T_1 beschreibt nun der vom Spiegel reflektierte Strahl — wie ein großer Zeiger — vergrößert dieselbe harmonische Bewegung, die sich am Schieber r ohne weiteres als Projektion der Zentralbewegung des Schraubenstiftes aufzeigen läßt.

Aufrollen dieser harmonischen Schwingung in eine Wellenlinie.

Die Befestigungsschraube von A wird festgezogen, so daß der analysierende Spiegel nunmehr an der Drehung teilnimmt; und die harmonische Bewegung des Lichtpunktes wird in einen Wellenzug von 6 ganzen Wellen auseinandergelegt. Dieselben stehen bewegungslos auf dem Schirm, da ja, wie schon erwähnt, die Übersetzung so gewählt ist, daß nach 6 vollen Schwingungen von S eine Facette genau den Platz ihrer Nachbarin einnimmt.

Vergleichung zweier voneinander unabhängiger Wellenzüge.

Beide Spiegel S sind nach rückwärts gekehrt. Durch geringe Neigung derselben kann bewirkt werden, daß die von ihnen gezeichneten Wellenzüge mit gleicher oder beliebig verschiedener Phase, Frequenz und Amplitude entweder getrennt untereinander oder aber übereinandergelagert erscheinen. Die Frequenz von S_u wird, wie oben gezeigt, geändert, indem man T_2 und t_2 mittels der Gabel G verschiebt, bis t_2 mit dem gewünschten Zahnrad von Z_u zum Eingriff kommt, wobei T_2 selbst mit Z_o in Eingriff bleibt.

Addition zweier Schwingungen gleicher Richtung, u. zw. gleicher oder verschiedener Phase, Frequenz und Amplitude.

Es ändert sich nur die Stellung der Spiegel S (Fig. 2). S_u ist ca. 45° gegen die Horizontale geneigt und nach vorn gerichtet, S_o ebenso nach rückwärts. Der Lichtstrahl fällt horizontal von vorn auf S_u, wird unter 90° nach oben auf S_o und von da horizontal auf A reflektiert, von wo er, um ca. 90° nach rechts abgelenkt, wieder wie früher auf den Schirm geworfen wird. Auf diese Weise summieren sich in jedem Augenblick die Ablenkungen, welche die schwingenden Spiegel dem Strahl erteilen. Die Schwingungen der Spiegel S können zuerst jede für sich vorgeführt werden, indem bloß einer der Spiegel bewegt, der andere aber durch Ausrücken oder durch Lockern der Stellschraube s (unter 45° geneigt) ruhig gehalten wird; um dann in ihrem Zusammenwirken langsam Schritt für Schritt verfolgt zu werden — bis zur kontinuierlichen Erscheinung.

Von den vielen Anwendungen seien nur erwähnt: Demonstration von schwingenden Saiten, Schwebungen, Interferenzen, Phasenverschiebungen u. dgl. m.

Darstellung der Bewegung eines Punktes, der gleichzeitig 2 zueinander senkrecht stehenden Schwingungen ausgesetzt ist; u. zw. wieder gleicher oder verschiedener Phase, Frequenz und Amplitude.

Die Rahmen sind gekreuzt (Fig. 3). Die Spiegel S bleiben so gestellt wie früher oder werden vielleicht besser jeder um 90° versetzt, so daß der Lichtstrahl von rückwärts kommend (A ist aus seinem Lager gehoben worden) auf S_u nach oben und von S_o nach links reflektiert wird. Selbstverständlich kann auch der Strahl, von links kommend, von S_u nach rückwärts geworfen werden. T_3 wird zum Eingriff vorgeschoben. Auch hier können die Schwingungen wieder zuerst jede einzeln für sich und dann in ihrem Zusammenwirken demonstriert werden.

Anwendungen: Lissajousche Figuren, Addition von Wechselfeldern, Entstehung von Drehfeldern usw.

Pilsen, März 1908.

(Eingegangen 2. April 1908.)

Ein einfaches, stets gebrauchfertiges Instrument zur Messung der inneren Reibung von Flüssigkeiten.

Von H. Determann.

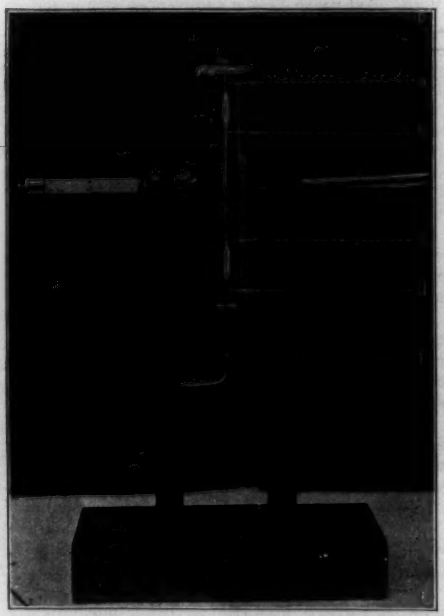
Ich habe zur Messung der inneren Reibung von Blut einen einigermaßen fehlerfreien Apparat konstruiert.[1]) Ich beschreibe ihn in dieser

1) Kongreß für innere Medizin 1907. Münchener Medizinische Wochenschrift.

Herrn Dr. Gaede, Assistenten am Physikalischen Institut in Freiburg, sage ich für seinen fachmännischen Rat besten Dank.

Zeitschrift, da das Instrument in gleicher Weise wie bei Blut auch bei irgendwelchen anderen Flüssigkeiten zur Feststellung der inneren Reibung verwandt werden kann:

Zu beiden Seiten eines Glaskapillarröhrchens und in Verbindung damit befinden sich, sanduhrförmig angeordnet, kleine, genau dasselbe Quantum Flüssigkeit enthaltende Meßgefäßchen,



auch die beiden über das Meßgefäß nach außen hin herausragenden Ansatz-Kapillarröhrchen fassen genau dieselbe Menge. Um schnelle Schwankungen der Temperatur auszuschalten, ist das Viskosimeter in einem mit Wasser gefüllten Mantel eingeschlossen. Ein darin befindliches Thermometer zeigt die Temperatur des Mantelwassers an.

Das ganze Instrument wird auf zwei Gabeln so aufgesetzt, daß das Viskosimeter in senkrechter Stellung sich befindet. Die Gabeln sind auf einem Standbrett befestigt. Zur Einstellung der Senkrechten benutzt man die an der einen Holzgabel befestigte, nach oben gerichtete Spitze. Der Apparat läßt sich in den Gabeln sehr leicht um 180° drehen und so mit dem anderen Ende nach oben stellen. Durch diesen Wechsel der Stellung wird zugleich eine Durchmischung des Mantelwassers zu gleichmäßiger Temperatur erzielt.

Ich sauge nun ganz sanft die zu prüfende Flüssigkeit bis zur Füllung eines Meßgefäßchens (bis zur Marke b) an. Dann wird die Durchlaufszeit des Inhaltes desselben (a bis b) durch das Kapillarröhrchen gemessen. Es fließt dabei die Flüssigkeit, wenn sie das Kapillarröhrchen passiert hat, von selbst in das Meßgefäßchen der anderen Seite. Wenn sie droht unten auszufließen, dreht man das Instrument in der Gabel um 180° und der Versuch wird von der anderen Seite wiederholt (Durchlaufszeit von d bis c). So kann er bequem viele Male hintereinander gemacht werden.

Der Druck, welcher angewandt wird bei den Versuchen, ist die Schwere, das ist eine annähernd konstante Kraft. Anders ist es mit der Temperatur. Wenn ich die Prüfungen immer bei der gleichen Temperatur vornehmen könnte, etwa bei 20° C, so wären die Versuche sehr einfach, man würde den gewonnenen Wert der Durchlaufszeit der zu prüfenden Flüssigkeit durch den Wasserwert des betreffenden Kapillarröhrchens (durch Eichung bei 20° C gewonnen) dividieren und mit dem Werte der absoluten Zähigkeit des Wassers bei 20° C (ca. 0,01) multiplizieren. Nun ist es aber lästig, die Temperatur des Wassers in dem Umhüllungsmantel auf eine bestimmte Temperatur, z. B. 20° C, einzustellen, es ist bei weitem bequemer, eine beliebige, dicht an 20° C befindliche Zimmertemperatur zu wählen. Wenn man aber dicht unter und über 20° C die Durchlaufszeit mißt und die in Abszisse und Ordinate eingezeichneten Punkte miteinander verbindet, so findet man den gültigen 20° C-Wert. Die Erwärmung des Apparates ist sehr einfach vermittels Umfassen mit den Händen zu bewerkstelligen.

Für die verschieden zähen Blutarten habe ich den Verlauf der Viskositätskurve bei sich ändernder Temperatur festgestellt und in Form einer Kurventafel aufgezeichnet, so daß ich durch eine Prüfung der inneren Reibung bei beliebiger Zimmertemperatur unter Verfolgen der betreffenden Kurve sofort den 20° C-Wert finden kann.

Bezüglich aller Einzelheiten und der theoretischen Begründungen verweise ich auf meine Arbeit in den Kongreßverhdlgn. f. innere Medizin 1907.

Der Apparat ist erhältlich bei B. B. Cassel, Frankfurt a/M.

(Eingegangen 30. März 1908.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik.[1]

Von Felix Klein.

Die Bestrebungen, welche in dem Bestehen der Göttinger Vereinigung für angewandte Physik und Mathematik ihren prägnanten Ausdruck finden, sind älter als die Vereinigung selbst, aber hatten zunächst mit allerlei Schwierigkeiten und Mißverständnissen zu kämpfen. Wenn das Ziel klar war: zwischen dem Universitätsbetriebe der exakten Wissenschaften und ihren technischen Anwendungen wieder eine Brücke zu schlagen und hierfür die Hilfe hervorragender Vertreter der Großindustrie mit heranzuziehen, so erwiesen sich die Versuche, die zur Erreichung dieses Zieles gemacht wurden, lange Zeit hindurch als vergeblich. Endlich, Neujahr 1897, erfolgte ein erster entscheidender Schritt vorwärts. Es war uns gelungen, das warme Interesse unseres jetzigen verehrten Vorsitzenden, des Herrn v. Böttinger, zu gewinnen, der nach geeigneten Vorverhandlungen mit der Regierung Herrn v. Linde und mich zu einer Besprechung nach Berlin einlud, auf Grund deren der Göttinger Universität eine erste Summe von 20000 Mark zur Gründung eines Maschinenlaboratoriums zur Verfügung gestellt wurde, dessen Einrichtung und Leitung die Regierung Herrn Mollier (damals Dozenten an der Technischen Hochschule in München) übertrug. So begannen wir, Ostern 1897, mit dem Bau des ersten Pavillons unseres heutigen Instituts für angewandte Mechanik.

Aber nun kamen, wie es bei technischen Unternehmungen oder Erfindungen auch sonst zu gehen pflegt, die Anfangsschwierigkeiten. Das Prinzip ist da, nach welchem der neue Flieger sich in die Lüfte erheben soll, aber es fehlt der konstante Motor, der dauernd für die erforderliche Betriebskraft sorgt, es fehlt namentlich auch an Stabilität. Wir sollten das bald erfahren: Herr Mollier wurde noch im Sommer als Nachfolger Zeuners nach Dresden berufen, und wir mußten uns glücklich schätzen, daß Herr Eugen Meyer, Dozent an der Technischen Hochschule in Hannover, die Fertigstellung der bei uns begonnenen Einrichtungen kommissarisch übernahm. Würde es uns gelingen, ihn dauernd zu uns herüberzuziehen? Dazu mußte vor allen Dingen Sicherheit für planmäßige Weiterführung des begonnenen Werkes geschaffen werden.

Und hier ist es nun, wo als rettender Genius die Göttinger Vereinigung auf dem Plane erschien. Herrn v. Böttinger war es gelungen, außer den Herren v. Linde und Kraus, die sich schon bei der ersten Spende beteiligt hatten, die Herren Kuhn, Rieppel und Wacker sowie die Firma Krupp für ein dauerndes Zusammenwirken zu gewinnen. Am 26. Februar 1898 fand, hier in Göttingen, die konstituierende Versammlung statt, bei der sich von seiten der Göttinger Universität Herr Kurator Höpfner und von älteren Professoren die Herren Riecke, Voigt, Wallach, Nernst und ich beteiligten, vor allen Dingen aber auch die neuernannten Leiter der in erster Linie zu entwickelnden Institutionen: Herr Eugen Meyer und Herr Des Coudres, letzterer zwecks Ausgestaltung des in den Räumen des physikalischen Instituts bereits begonnenen elektrotechnischen Unterrichts.

Ich würde die mir zur Verfügung stehende Zeit weit überschreiten müssen, wenn ich Ihnen jetzt ausführlicher schildern wollte, wie die Göttinger Vereinigung aus dem so gegebenen Anfang heraus durch allerlei Fährlichkeiten hindurch sich nicht nur hat behaupten können, sondern ständig gewachsen ist und sich immer weitere Ziele hat stecken können; Sie finden eine Reihe Angaben hierüber in der Festschrift, welche wir 1906 aus Anlaß der Eröffnung der neuen physikalischen Institute an der Bunsenstraße veröffentlicht haben. Nehmen Sie nur das Anwachsen unserer Mitgliederzahl. Eine Reihe unserer Freunde, denen wir ein treues Gedächtnis bewahren werden, sind ja bereits abgeschieden; verschiedene Professoren, die unserm Kreise angehörten, sind Berufungen nach auswärts gefolgt; aber neue werte Mitglieder in größerer Zahl sind beigetreten, so daß wir im Augenblicke 26 Vertreter der Industrie und 20 Angehörige der Universität zählen, die wir alle herzlich begrüßen, ganz besonders diejenigen, welche am heutigen Tage neu zugetreten sind.

Fürwahr, ein gütiges Geschick hat alle die Zeit hindurch über uns gewaltet.

Und nun lassen Sie mich als Göttinger Professor namens meiner Kollegen vor allen Dingen dem Gefühl lebhaftesten Dankes Ausdruck geben, der uns gegenüber unseren Mitgliedern aus den Kreisen der Industrie, nicht minder aber auch gegenüber der Staatsregierung für weitestgehende Unterstützung und Förderung beseelt.

Die populäre Auffassung vom Wesen der Göttinger Vereinigung, meine Herren von der Industrie, trifft einen wichtigen Punkt, aber ist doch sehr einseitig. Man hat sich die Formel

[1] Festrede, gehalten bei der Feier des 10jährigen Bestehens der Vereinigung am 22. Februar 1908, abgedruckt aus der Internationalen Wochenschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik vom 25. April 1908.

gebildet, die sich durch ihre Einfachheit empfiehlt: daß Sie das Geld geben, worüber wir dankbar quittieren, um neues zu bekommen.

Nun ist ja kein Zweifel, daß Geld für das Gedeihen unserer wissenschaftlichen Institute außerordentlich wesentlich und notwendig ist; ich werde darauf noch zurückkommen und möchte hier vorab irgendwelchen Überzeugungen, die in dieser Hinsicht bestehen sollten, jedenfalls nichts abbrechen. Ich möchte im Bilde sagen, daß Geld für unsere Institute notwendig ist, wie das Wasser für die Landwirtschaft, und will damit zugleich der populären Meinung gegenüber die Art Ihrer Hilfstätigkeit schon in etwas charakterisieren. Was der Landwirtschaft frommt, ist nicht plötzliche Wasserzufuhr, sondern eine rationelle Bewässerung, deren System man in dem Maße ausdehnt, wie es sich bewährt. So geben Sie, fortwährend weiter ausschauend, unter eingehender verständnisvoller Mitwirkung an allen Einzelheiten unserer Entwicklung.

Aber damit ist Ihre Tätigkeit zu unseren Gunsten noch lange nicht erschöpft.

Ich habe Ihnen, und Ihrem Vorsitzenden insbesondere, des ferneren zu danken für Ihre nie ermüdende Fürsprache an maßgebender Stelle, die uns um so nützlicher ist, als die entscheidenden Instanzen des Staatslebens längst gewöhnt sind, hervorragenden Vertretern des praktischen Lebens williger Gehör zu leihen, als uns bloßen Theoretikern.

Und doch ist das alles noch nicht das Beste, was Sie uns gewährt haben und fortgesetzt zugute kommen lassen. Dies ist, daß Sie sich uns selbst geben in Ihrer Wertschätzung unseres Tuns, Ihrer Freundschaft, in dem Vorbilde ihrer weitausgreifenden, alle menschlichen Verhältnisse umfassenden, im höchsten Sinne gemeinnützigen Tätigkeit. Wir haben unter Ihrer Führung wiederholt die großartigen Stätten Ihrer Wirksamkeit besuchen dürfen, wo das pulsierende Leben der Neuzeit mit allen seinen Problemen dem Beschauer sozusagen greifbar entgegentritt. Da erfüllen uns — wie einer meiner Kollegen bei festlicher Gelegenheit in zutreffender Weise sagte — zweierlei, nur scheinbar einander widersprechende Empfindungen: Demut und Stolz. Demut, weil der stille Gelehrte diesen großen Betrieben gegenüber unmittelbar so wenig bedeutet, und Stolz doch wieder, daß wir einen gewissen Anteil an diesen Dingen haben, dem Sie durch freundliche Wertschätzung unserer Persönlichkeit beredten Ausdruck geben. Und mit neuen Gedanken gefüllt: wie sich der einzelne in das große Ganze einfügt, wie wir unsere Berufstätigkeit weiter möchten entwickeln und immer fruchtbringender möchten gestalten können, kehren wir zu unserer Arbeit zurück.

Ich muß versuchen, den hohen Dank, den wir nicht minder der Staatsregierung schulden, gleichfalls in einige bezeichnende Worte zu fassen. Das vorgesetzte Ministerium hat sich nicht darauf beschränkt, die Bestrebungen der Göttinger Vereinigung durch geeignete Maßnahmen der Verwaltung fortschreitend zu unterstützen, sondern es hat darüber hinausgehend durch allseitige Weiterentwicklung der für uns in Betracht kommenden Göttinger Universitätseinrichtungen für diese Bestrebungen den denkbar günstigsten Boden bereitet. In welchem Umfange dies geschehen ist, wird auch der Fernerstehende ermessen, wenn ich angebe, daß wir im Gebiete der Mathematik und Physik 1898 über nur fünf Ordinariate verfügten, jetzt aber über zehn, und daß gleichzeitig nicht nur die von früher her bestehenden Institute sinngemäße Förderung erhalten haben, sondern daß vier neue wichtige Institute hinzugekommen sind. Es sind das zunächst diejenigen drei, für die sich unsere Göttinger Vereinigung in erster Linie eingesetzt hat: die Institute für angewandte Mathematik, für angewandte Mechanik und für angewandte Elektrizität. Dazu tritt aber noch das wichtige Institut für Geophysik, und, wenn ich es hier anreihen darf, da es in unseren Interessenbereich eigentlich mit hineingehört, als fünftes das Institut für anorganische Chemie. Göttingen ist solcherweise, was unsere Disziplinen angeht, wieder in die vorderste Reihe der deutschen Hochschulen gerückt worden!

Dem tiefempfundenen Danke, den wir dem Herrn Minister und seinen Räten für diese Entwicklung zollen, meine ich, ohne damit anderweitigem Verdienst etwas abzubrechen, noch eine persönliche Note geben zu sollen, indem ich den Mann besonders nenne, der von Anbeginn an unser zuverlässiger Berater und unsere mächtige Hilfe gewesen ist, und der auch heute noch, wo ihn Kränklichkeit gezwungen hat, von seinem hohen Amte zurückzutreten, als treuer Freund uns zur Seite steht: Exzellenz Althoff.

Ein Mann, der aus dem Großen schafft wie Althoff, schafft auch viele Gegensätze, und ich würde das, was ich zu sagen habe, nur abschwächen, wenn ich dies nicht erwähnen wollte und nicht hinzufügte, daß auch in den Kreisen unserer Universität Althoff gegenüber gelegentlich Mißstimmung anzutreffen ist. Demgegenüber werden wir von der Göttinger Vereinigung nicht müde werden, laut zu verkünden, daß wir diesen wunderbaren Mann von seiner großen, seiner schöpferischen, seiner idealen Seite haben kennen lernen, wie er die Anforderungen, welche die Neuzeit an die Hoch-

schulen stellt, in großem Überblick umfaßt, wie ihn das Ungewohnte der dabei hervorkommenden Probleme nur anfeuert, wie er es versteht, aus dem einzelnen, dem er Vertrauen geschenkt, die höchste Leistungsfähigkeit herauszuholen und dann wieder die finanziellen und verwaltungstechnischen Schwierigkeiten, die sich der Durchführung der anzustrebenden Einrichtungen entgegenstellen, mit immer neuen Methoden schließlich doch siegreich zu überwinden. So haben wir es 1905 bei Eröffnung der physikalischen Neubauten in einer Adresse ausgesprochen, die in unserer Festschrift abgedruckt ist, und so werden wir seiner auch in Zukunft gedenken. Und damit diese Gesinnung mit dem heutigen Tage auch äußerlich verbunden bleibe, haben wir soeben in unserer Geschäftssitzung beschlossen, Althoff zu bitten, die höchste Ehre, die wir zu vergeben haben, die Ehrenmitgliedschaft der Göttinger Vereinigung, freundlichst annehmen zu wollen. —

Wollen Sie mir nunmehr gestatten, hochgeehrte Anwesende, mit kurzen Worten die Ziele zu bezeichnen, welche die Göttinger Vereinigung von ihrer Gründung an verfolgt hat, die Resultate, die wir erreicht zu haben glauben, die Aufgaben, welche wir vor uns sehen. Aus einer gewissen abstrakten Freude an Konsequenz bitte ich dabei meine Ausführungen um dieselben drei Punkte gruppieren zu dürfen, welche ich vor zehn Jahren in meinem Bericht bei der konstituierenden Versammlung unserer Vereinigung voranstellte: Lehrerbildung, wissenschaftliche Forschung, Bedeutung unseres Vorgehens für die Gesamtuniversität.

Das Problem der Lehrerbildung, d. h. der zweckmäßigen Ausbildung unserer Lehramtskandidaten der Mathematik und Physik, ist in der Tat der eigentliche Ausgangspunkt für die Konstituierung der Göttinger Vereinigung gewesen. Die mächtige Ingenieurbewegung der neunziger Jahre, welche, allgemein zu reden, auf vollere Geltendmachung aller mit Industrie und Technik verknüpften Interessen innerhalb unseres Staatslebens hinzielte, hatte die Aufmerksamkeit darauf gelenkt, daß die Ausbildung unserer Lehramtskandidaten im Laufe der Dezennien eine zu einseitig theoretische geworden war. Schon die „höheren Schulen" klagten in dieser Hinsicht über die ihnen von der Universität zuströmenden Kandidaten unserer Fächer, um so mehr aber die technischen Fachschulen, deren steigende Wichtigkeit jeder billig Denkende zugeben mußte.

Hier haben wir eingesetzt, indem wir in erster Linie an der Göttinger Universität die erforderlichen ergänzenden Unterrichtseinrichtungen schufen, bald aber weiter ausgriffen, um eine allgemeine Entwicklung in dem uns notwendig scheinenden Sinne einzuleiten. Dabei hat uns die Unterstützung der Staatsregierung nicht gefehlt, die bald mit zwei besonders wichtigen Maßnahmen hervortrat. Ich meine erstlich den Umstand, daß die neue preußische Prüfungsordnung für das Lehramtsexamen, die 1898 erschien, eine besondere Lehrbefähigung für angewandte Mathematik einführte. Ferner aber, daß 1900 im Anschluß an die sogenannte zweite Berliner Schulkonferenz das Prinzip der Gleichwertigkeit der verschiedenen Gattungen höherer Schulen proklamiert wurde, womit für die Weiterentwicklung und den Geltungsbereich des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts neue Möglichkeiten gegeben sind.

Es hieße, im hier versammelten Kreise wohlbekannte Dinge unnötig wiederholen, wenn ich schildern wollte, wie seitdem auf dem Gebiet des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts eine allgemeine Reformbewegung Platz griff, wie insbesondere die Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte eine vielgliedrige Kommission zur Bearbeitung aller einschlägigen Fragen ernannte. — Der stattliche Band, in welchem die Kommission soeben (Neujahr 1908) ihre Arbeiten zusammengefaßt hat, gipfelt in einem ausführlichen Bericht über die zweckmäßige Ausgestaltung der Hochschulausbildung unserer mathematisch-naturwissenschaftlichen Lehramtskandidaten (unter gleichförmiger Berücksichtigung der mathematisch-physikalischen wie der chemisch-biologischen Disziplinen). Und bereits hat sich ein großer Deutscher Ausschuß für den mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht gebildet, der das, was die Kommission in langen Beratungen erarbeitet hat, in die Tat übersetzen will, wobei von vornherein auf vielfaches Entgegenkommen der Regierungen gerechnet werden kann.

Ich darf dies alles am heutigen Tage erwähnen, weil die Göttinger Vereinigung an dieser ganzen Entwicklung teils direkt, teils indirekt einen wesentlichen Anteil gehabt hat, und weil sie nicht müde geworden ist, die Göttinger Universitätseinrichtungen für die Ausbildung unserer Lehramtskandidaten immer weiter zu entwickeln und im Sinne der von der Naturforscherkommission vertretenen Anschauungen zu vorbildlichen zu machen. Ein Teil der Beschlüsse, die wir soeben in unserer Geschäftssitzung gefaßt haben, liegt wieder in der hiermit bezeichneten Richtung. Damit aber Mißverständnisse, welche über diese Seite unserer Tätigkeit hin und wieder bestehen möchten, in Zukunft möglichst zurücktreten, will ich ausdrücklich hervorheben, daß wir uns bei unserem Vorgehen zugunsten verbesserter

Lehrerbildung von vornherein von den Übertreibungen eines einseitigen Utilitarismus immer ferngehalten haben. Wir haben neben den praktischen Seiten der Lehrerbildung die Wichtigkeit theoretischer Unterweisung immer gelten lassen, wir haben aber namentlich auch, so oft Gelegenheit war, betont, daß wir selbstverständlich Mathematik und Naturwissenschaft, wo sie an der Schule vernachlässigt sind, mehr in den Vordergrund gebracht wünschen, daß wir aber die Bedeutung anderer Unterrichtsfächer darum nicht verkennen und sehr bereit sind, uns mit Vertretern dieser anderen Gebiete über die allgemeine Hebung unserer Unterrichtsverhältnisse zu verständigen.

Wenn ich nun ferner, hochgeehrte Anwesende, von der wissenschaftlichen Forschung in unseren Instituten reden soll, so brauche ich hier im Universitätskreise kaum zu betonen, daß ohne solche der akademische Unterricht nicht bestehen kann, er vielmehr sofort unwürdiger Verflachung anheimfallen würde, wenn wir uns darauf beschränken wollten, nur fremde Ergebnisse zu vermitteln. Von anderer Seite aber hat man uns allerdings bei der Durchführung der erforderlichen Einrichtungen allerlei Schwierigkeiten gemacht. Es gab Eifersüchteleien mit den Technischen Hochschulen; insbesondere aber hat man gefragt, was unsere kleinen Institute gegenüber den ungeheuren Problemen der technischen Praxis überhaupt bedeuten wollen? Und es gab kluge Leute, die meinten, die Diagnose auf engen Eigennutz stellen zu sollen, als arbeiteten wir in unseren Instituten für Patente im Interesse unserer industriellen Auftraggeber, und anderes dergleichen.

Nun, wir haben geantwortet, und ich wünsche es heute zu wiederholen, weil eine genauere Kenntnis der tatsächlich vorliegenden wissenschaftlichen Verhältnisse der Natur der Sache nach wenig verbreitet ist und ohne solche nur schwer ein zutreffendes Urteil gewonnen werden kann: daß das Grenzgebiet zwischen Mathematik und Physik einerseits, Technik andererseits bei seiner großen Vielseitigkeit Inangriffnahme der Probleme von den verschiedensten Seiten verlangt, und daß der Untergrund der Universitätstradition — oder soll ich geradezu sagen: unserer Göttinger Tradition — in dieser Hinsicht so eigenartig und wertvoll erscheint, daß auch kleinere bei uns begründete Institute, etwas Spezifisches zustande zu bringen sehr wohl in der Lage sind. Wer aber unser Vorgehen auf niedere Motive zurückführen will, der möge nachgerade hören, daß er die vornehme Position unterschätzt, welche die Mitglieder der Göttinger Vereinigung in Wissenschaft und Industrie einnehmen. —

Vielleicht war es überflüssig, auf die alten Einwände so weit einzugehen. Haben sich doch längst die erfreulichsten Beziehungen zwischen uns und solchen maßgebenden Kreisen der Technik entwickelt, die uns früher vielleicht ferner standen. Der Direktor des Ingenieurvereins ist nun schon seit Jahren unser wertes Mitglied, und die 1899 beim Jubiläum der Berliner Technischen Hochschule begründete Industriestiftung hat mancherlei Arbeiten in unseren Laboratorien weitgehend unterstützt. Zwischen der Göttinger Universität aber und den Technischen Hochschulen hat sich ein ausgiebiger Dozentenaustausch entwickelt. Soll ich hervorheben, wieviel wir hier an Ort und Stelle den ausgezeichneten Lehrkräften und Forschern verdanken, die von Hannover zu uns herübergekommen sind? Nach anderer Seite kann ich anführen, daß es keine norddeutsche Technische Hochschule gibt, die nicht Vertreter der Mathematik, oder Physik, oder Mechanik von Göttingen berufen hätte. Und ich nehme an, daß man im allgemeinen Ursache hat, mit dem, was die Herren bei uns gelernt haben, zufrieden zu sein.

Kein Zweifel, daß sich diese Beziehungen, nachdem das erste breite Mißtrauen gewichen ist, immer weiter im positiven Sinne entwickeln werden. In dieser Hinsicht darf ich anführen, daß unsere bisherigen Einrichtungen eben nun durch zwei interessante Versuchsanstalten, die von berufenster Seite bei uns errichtet werden, vervollständigt werden sollen. Die Motor-Luftschiff-Studiengesellschaft in Berlin, Ihnen allen durch das Parsevalsche Luftschiff wohlbekannt, erbaut im Anschluß an unser Institut für angewandte Mechanik ein Laboratorium, in welchem systematische Luftwiderstandsversuche an Ballonmodellen ausgeführt werden sollen. Die Marine aber (in Verbindung mit der allgemeinen Militärverwaltung) errichtet bei uns eine Station für drahtlose Telegraphie, wo die Methoden der ungedämpften elektrischen Wellen, die in unserem Institut für angewandte Elektrizität ihren Ursprung genommen haben, im großen zur Prüfung und Entwicklung gebracht werden sollen. Wir werden so die Freude haben, in unmittelbarer Beziehung mit den zentralen Instanzen an der Weiterführung zweier neuester Errungenschaften der Technik in unserer Weise mit unseren Hilfsmitteln mitarbeiten zu dürfen.

Und nun die Bedeutung unseres Vorgehens für die Universität als solche!

Da ist selbstverständlich das erste, daß überhaupt eine positive Beziehung zur Technik gewonnen ist. Ich brauche nicht auszuführen, wieviel neue Lebenselemente damit unseren

mathematischen und physikalischen (oder auch den chemischen und den landwirtschaftlichen) Studien zugeführt sind. Die Beziehung zur Technik interessiert sehr viel weitere Kreise der Universität. Insbesondere haben wir gern der Aufforderung maßgebender Instanzen entsprochen, allgemein orientierende Vorlesungen für die Studierenden der Jurisprudenz und der Staatswissenschaften einzurichten. Es ist das ein wichtiger Fortschritt zum Besseren. Aber er kann erst ganz zur Wirkung kommen, wenn schon auf der Schule, in den Jahren der jugendlichen Entwicklung, für die Auffassung naturwissenschaftlicher und überhaupt realer Vorgänge eine gewisse Grundlage gelegt wird. Ich werde aber heute Ihre Zeit nicht dafür in Anspruch nehmen dürfen, daß ich die wichtigen hier sich anschließenden Gedankenreihen weiter verfolge, was mehr eine Aufgabe des schon genannten Deutschen Ausschusses für den mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht sein dürfte.

Ich möchte von viel greifbareren Dingen zu Ihnen reden. Nämlich von der materiellen Bedrängnis der kleineren Universitäten und von der Notwendigkeit, unsere Anstalten durch private Organisationen nach Art der Göttinger Vereinigung und sonst durch Bezugnahme von allerlei Art zu stützen. Wie sind denn die tatsächlichen Verhältnisse? Die Regierung steigert ihre Aufwendungen für die kleineren Universitäten zwar von Jahr zu Jahr, aber die Aufgaben wachsen rascher, als daß die staatliche Leistungsfähigkeit, die durch die breiten Bedürfnisse der allgemeinen Wohlfahrt in einer früher nicht gekannten Weise in Anspruch genommen sind, mitkommen könnte. Es fehlen an den kleineren Universitäten — und Göttingen macht da keine Ausnahme — nicht nur eine Menge Einrichtungen, welche vorhanden sein sollten, sondern viele der vorhandenen kranken an Blutarmut. Es wäre kaum angebracht, bei der heutigen Gelegenheit auf die in dieser Hinsicht vorliegenden traurigen Verhältnisse genauer einzugehen, aber die allgemeine Tatsache als solche soll scharf betont sein. Die Frage ist unabweisbar, ob wir tatenlos zusehen wollen, daß die kleineren Universitäten in ihrer Bedeutung solcherweise immer mehr herabgehen. Das darf und soll nicht sein! Denn das Studium am kleinen Platz hat in bestimmten Richtungen so viele Vorzüge vor dem in der großen Stadt, daß wir damit ein wichtiges Kulturelement verlieren würden.

Und hier gibt das Vorgehen der Göttinger Vereinigung das Beispiel, wie Abhilfe geschaffen werden kann. Möge der Staat zunächst überall wie bisher für den gleichmäßigen Unterbau sorgen. Möge er dann aber weiter die Hand reichen, wo durch Selbsthilfe der beteiligten Kreise der Ansatz zu weitergehender Entwicklung hervortritt! Dabei denke ich nicht nur an die Initiative einzelner Persönlichkeiten oder Gruppen, sondern ebensowohl an das Vorgehen der in Betracht kommenden öffentlichen Instanzen, der Stadt, des Bezirks, der Provinz. Diese Initiative muß wachgerufen werden. Dann wird jedes unserer kleinen Kulturzentren seine besonderen Einrichtungen und Leistungen aufzuweisen haben, mit denen es sich gleichwertig neben die großen stellt, und es wird, wo nicht der einzelnen kleineren Universität, so doch ihrer Gesamtheit die erforderliche allgemeine Bedeutung wiedergewonnen und auf absehbare Zeit gesichert sein!

Das Ausland bietet uns hinsichtlich der Durchführbarkeit und der Wirksamkeit des so formulierten Programms glänzende Beispiele. Und es ist gar nicht nötig, zu dem Zwecke etwa bis Amerika zu gehen, wo allerdings sehr viel Interessantes für uns zu lernen ist. Ich verweise vielmehr auf die französischen Provinzuniversitäten, die lange Zeit gegenüber der Präponderanz von Paris völlig zu verschwinden drohten, jetzt aber auf dem angedeuteten Wege jede in ihrer Art sich eine bemerkenswerte Bedeutung wiedererobern. Und auch in Deutschland selbst ergeben sich bei näherem Zusehen zahlreiche Ansätze in demselben Sinne. Die Göttinger Vereinigung ist nur ein besonders markantes Beispiel. Was ich empfehle, ist, daß diese verschiedenen Ansätze zu einem bewußten Programm zusammengefaßt und daraufhin systematisch weitergeführt werden. Auch wir hier in Göttingen sollen bei dem Erreichten nicht stehen bleiben, sondern unablässig weiterstreben. Nur so werden wir den erfreulichen Aufschwung, den uns das letzte Jahrzehnt brachte, zu einem dauernden machen.

Zu Pessimismus ist also kein Anlaß und für uns Mitglieder der Göttinger Vereinigung um so weniger, als ich von einem uns nahestehenden Unternehmen hier an Ort und Stelle erzählen kann, welches die empfohlene Kooperation aller in Betracht kommenden Kreise sozusagen typisch hervortreten läßt. Das ist die Göttinger Mechanikerschule. Für den Fernerstehenden sei bemerkt, daß in Göttingen seit Dezennien hochentwickelte mechanische Betriebe bestehen, und daß schon seit Jahren der Wunsch hervorgetreten war, durch mehr systematische Ausbildung des jugendlichen Nachwuchses für die Weiterentwicklung dieses Gewerbes eine feste Grundlage zu schaffen. Aber es war infolge innerer Hemmungen für diese Bestrebungen eine Art Stillstand eingetreten, der durch das Eingreifen der Göt-

tinger Vereinigung überwunden wurde. Jetzt vollzog sich die Ausgestaltung des Projekts in den letzten 2 bis 3 Jahren in allergünstigster Weise, indem Staat und Stadt wetteiferten, durch weitgehende Unterstützung ihrerseits die erforderliche materielle Grundlage des Unternehmens zu sichern. Schon sind die untersten Klassen der neuen Schule eingerichtet und bald wird sie vollausgebaut in einem neuen Gebäude ihre ganze Wirksamkeit entfalten. Wo aber liegt — so werden Sie fragen — bei dieser Sache das Interesse der Universität? Man kann zunächst antworten, daß eine leistungsfähige Feinmechanik an Ort und Stelle für alle unsere naturwissenschaftlichen Interessen in der Tat von größter Wichtigkeit ist. Aber wir denken an ein viel unmittelbareres Zusammenwirken der neuen Schule mit der Universität. Es müßte sich erreichen lassen, daß die jungen Mechaniker auf der Oberstufe der Schule, ohne ihrem Beruf entfremdet zu werden, in irgendwelcher Form die feinmechanischen Bedürfnisse unserer naturwissenschaftlichen Universitätsinstitute aus eigener Anschauung kennen lernen, dann aber umgekehrt, daß unsere Studierenden der Naturwissenschaft, insbesondere unsere Lehramtskandidaten, die für sie so dringend erforderliche praktische Ausbildung im unmittelbaren Verkehr mit den Mechanikern in den Lehrwerkstätten der neuen Schule finden.

Gelingt dieser Plan, so wird er bald über Göttingen hinausgreifend eine allgemein deutsche Bedeutung erlangen. Es ist aber gut, zu wissen, daß wir auch hierfür im Auslande Vorbilder finden, wie denn die Einrichtungen für den naturwissenschaftlichen Unterricht im Auslande überhaupt vielfach den unseren vorangeeilt sind. Deutsche Wissenschaft und deutsches Gewerbe müssen sich auf alle Weise zusammenschließen, damit das letztere dem Auslande gegenüber konkurrenzfähig bleiben kann. Ich spreche diesen Grundsatz um so lieber aus, als in ihm einer der tiefsten Beweggründe enthalten sein dürfte, der unsere Freunde von der Industrie bestimmt hat, der Göttinger Vereinigung beizutreten. —

Doch ich kehre zur Göttinger Universität zurück, in deren Räumen wir hier tagen. Daß die Vereinigung „zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik" gerade an der Göttinger Universität entstand, ist kein Zufall, sondern entspricht durchaus der historischen Grundlage, auf der wir hier fußen. Wissenschaftliche Unterweisung verbunden mit der Berücksichtigung praktischer Interessen, Gründlichkeit der Forschung mit freiem Blick über die weiten Bedürfnisse des Lebens hin, das sind genau die Charakterzüge, welche der jugendlichen Georgia Augusta im 18. Jahrhundert eignen. In dieselbe Richtung weist sodann die große Tradition von Gauß und Weber aus der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts. Und wenn die zähe Art des niedersächsischen Stammes neuen Gedanken vielleicht nur langsam zugänglich ist, so hält sie das einmal Begonnene um so unbedingter fest und läßt nicht nach, bis die volle Entfaltung erreicht ist. So glauben wir, für die Bestrebungen unserer Vereinigung hier in der Tat den allergünstigsten Boden gefunden zu haben. Umgekehrt wird es der Vereinigung die größte Befriedigung gewähren, zum allgemeinen Gedeihen der Georgia Augusta, im Sinne ihrer ruhmreichen Überlieferung, im Sinne zugleich des Zukunftsprogramms, das ich vorhin für die kleineren Universitäten entworfen habe, an ihrem Teile beitragen zu können. Ich meine, die heutige Festrede nicht besser schließen zu können, als daß ich im Namen der Göttinger Vereinigung ein Hoch auf die Göttinger Universität ausbringe, auf die Alma mater, die auch uns trägt und hütet; möge sie weiter blühen und gedeihen, indem sie die ihr von alters her innewohnenden Kräfte gegenüber den wechselnden und immer vielseitiger werdenden Bedingungen der Neuzeit in immer neuer Weise glänzend zur Geltung bringt!

(Eingegangen 4. Mai 1908.)

REFERATE.

Fr. Bidlingmaier, Der Doppelkompaß, seine Theorie und Anwendung in der Praxis. Heft 1. Bd. 5 d. amtl. Publ. d. Deutschen Südpolar-Expedition 1901—03. 26:34. 104 S. mit 18 Abbildungen. Berlin, G. Reimer 1907. M. 14,—.

Von der verehrl. Redaktion dieser Zeitschrift aufgefordert, die obige ausführliche Veröffentlichung des Verfassers über seinen Doppelkompaß zu besprechen, sehe ich mich in der angenehmen Lage, das Konstruktionsprinzip, die Grundlagen der Theorie und einige speziell allgemein-physikalische Anwendungen in dieser selben Zeitschrift schon von dem Verfasser selbst erläutert vorzufinden. Das erste dieser Selbstreferate steht S. 176—179, das zweite S. 440

bis 441, Bd. 8 dieser Zeitschrift. Auf S. 302 ist eine Entgegnung von Heydweiller zu verzeichnen, die sich mit der Empfindlichkeit des Instruments befaßt.

Es bleibt dem Referenten daher nur die Aufgabe, vorliegende Berichte nach einigen Richtungen hin zu ergänzen.

Das Instrument, wie es tatsächlich hergestellt wird, unterscheidet sich von der Idealkonstruktion des Selbstberichtes dadurch, daß nicht zwei Einzelmagnete, sondern zwei Thomsonsche Kompaßrosen aufeinander wirken. Der Verf. war ja in erster Linie bestrebt, ein Lokalvariometer zu konstruieren, das an Bord brauchbar sei, d. h. unter den kombinierten Schwankungen von Schiffsschwingung und Wogengang ruhig und stetig arbeitet; dies lenkte von selbst auf die in dieser Richtung schon beim einfachen Kompaß bewährte Thomsonrose. Sie besteht aus je vier unter der östlichen und unter der westlichen Hälfte der Rosenebene hängenden Magnetstäbchen. Statt der in den Selbstberichten abgeleiteten Drehmomente der beiden Einzelnadeln aufeinander handelt es sich de facto um die Resultante aus den Drehmomenten jedes unteren auf jeden oberen Magneten und umgekehrt. Die Folge ist, daß der Faktor K der Formel (3) des ersten Selbstreferats — die sogenannte Ablenkungsfunktion — eine kompliziert aussehende Funktion der Verteilung der Magnetismen und der Entfernung der Rosen ist. Ein Teil der Glieder der Ablenkungsfunktion ist auf die Anordnung der Magnete, den Rosenbau, zurückzuführen und läßt sich durch geeignete Konstruktion eliminieren; ein Teil der Glieder stammt von den höheren Potenzen der Poldistanzen, ein dritter enthält Glieder gemischten Einflusses. Eine in bezug auf diese Ablenkungsfunktion durchgeführte Untersuchung der Thomsonrose zeigt, daß diese — zunächst ja nur für den gewöhnlichen Kompaß berechnete Rose — auch für den Doppelkompaß am brauchbarsten ist.

Auf Reisen soll die Horizontalintensität relativ zu einer Ausgangsintensität H_o bestimmt werden, die dadurch bekannt, daß sie anderweit gemessen ist, also z. B. an einem magnetischen Observatorium. Es bieten sich da zwei Wege. Der eine beruht darin, daß man an dem Reiseort die Entfernung der Rosen so lange variiert, bis man denselben Spreizungswinkel erhält, wie auf der Ausgangsstation. Für diesen Fall ist

$$H : H_o = e_o^3\left(1 - \frac{3}{2}\frac{D_2}{e^2} + \frac{15}{8}\frac{D_4}{e^4}\right) : e^3\left(1 - \frac{3}{2}\frac{D_2}{e_o^2} + \frac{15}{8}\frac{D_4}{e_o^4}\right).$$

Die Ausdrücke in den Klammern stellen die ersten Glieder der Ablenkungsfunktion für die Entfernung e resp. e_o dar. Diese Methode ist aber praktisch nicht sehr brauchbar, vor allem nicht an Bord. Die Entfernungen müssen sehr exakt hergestellt und gemessen werden und die Dn ihrem Betrage nach genau bekannt sein.

Ungleich geeigneter ist die andere Methode, wobei bei derselben Entfernung wie an der Ausgangsstation der jeweilige Spreizungswinkel Ψ abgelesen wird. Hier gilt bis auf eine multiplikative Korrektion

$$H : H_o = \cos {}^1/_2\,\Psi : \cos {}^1/_2\,\Psi_o .$$

Ψ_o ist für eine Reihe von Entfernungen ein für allemal durch Beobachtungen an der Basisstation festgelegt. Durch geeignete Wahl von e kann man sich so jeder auf der Erde vorkommenden Feldstärke anpassen.

Auf eine Beschreibung der wirklich ausgeführten Konstruktion kann hier nicht eingegangen werden, da ohne Wiedergabe der sehr anschaulichen Figuren der Originalabhandlung dies eine kaum zu bewältigende Aufgabe sein dürfte. Nur das Wesentlichste sei kurz hervorgehoben. Die Rosen schweben auf Pinnen senkrecht übereinander auf Trägern, die ein ungehindertes Durchdrehen erlauben, wodurch das Instrument z. B. auch im Ballonkorb verwendbar wird. Die Entfernung der Rosen läßt sich genau einstellen und ablesen; durch eine geeignete Vorrichtung verschieben sich die Ebenen der Rosen bei Entfernungsänderungen stets exakt symmetrisch zur Mittelebene des Instruments. In ihr befindet sich eine Glasplatte, die das Bild der Teilung der oberen Rose spiegelt, so daß sie für das Auge in der Ebene der unteren Rose zu liegen scheint. Dadurch ist die gegenseitige Stellung der Rosen mit einem Blick ablesbar, bei den Schwankungen des Schiffes eine direkte Notwendigkeit. Das Ganze ist natürlich kardanisch aufgehängt.

Das Instrument ist in erster Linie für geophysikalische Zwecke erdacht worden; es findet jedoch auch in der Praxis ein reiches Feld der Anwendung, namentlich auf dem Gebiete der Navigation. In den Selbstreferaten haben wir es als ein hochempfindliches Mittel zur Aufsuchung von Inhomogenitäten kennen gelernt. Das kommt praktisch in Anwendung, wenn an Bord der günstigste Standort für den einfachen Kompaß aufgesucht werden soll. Auch die alte Stamkartsche Idee, aus der Änderung der Horizontalintensität auf zwei benachbarten Schiffskursen, die (semikursale) Deviation in Deklination zu bestimmen, kann nunmehr praktisch durchgeführt werden, indem $AH/H = -{}^1/_2 \operatorname{tg} {}^1/_2\,\Psi \Delta \Psi$ (vgl. zweites Selbstreferat), stets zu messen ist und ohne daß das Schiff durch Schleifenbildungen in seiner Fahrt Aufenthalt erleidet. Über diese rein nautischen Anwendungen vergleiche ein Selbstreferat des Verf. in den Annalen der Hydrographie **35**, 198 bis 213, 1907.

Nun noch einiges über die Genauigkeit einer Bestimmung der Horizontalintensität. Ein Durchschnitt von 5 Seestationen bei durchweg schwerem Wetter gewonnen ergibt bei 5 Entfernungen der Rosen voneinander 12 γ mittl. Fehler = 0,9 Proz., erhalten in 50 Min. Beobachtungszeit. Das ist ein sehr vorzügliches Resultat und sichert dem Instrument eine große Zukunft.

Zum Schluß eine kleine Berichtigung zum historischen Teil der Arbeit. Das dem Verf. auf seiner Reise in Erinnerung gebliebene, im Potsdamer Observatorium gesehene Lokalvariometer mit zwei gekreuzten Magneten ist kein Heydweillersches, sondern ein vom Mechaniker Olland in Utrecht gebautes mit zwei Nadeln in einer Ebene.

Nippoldt.

BESPRECHUNGEN.

H. Niebuhr, Experimentaluntersuchungen über die Selbstinduktion in Nuten gebetteter Spulen bei hoher Frequenz. 8. 59 S. mit 23 Figuren im Text. Berlin, Jul. Springer. 1907. M. 1,60.

Während an theoretischen Erwägungen über den Einfluß der Selbstinduktion der Ankerspulen auf das Funken der Dynamomaschinen kein Mangel herrscht, fehlten bisher systematische Versuche über die wahre Größe der Selbstinduktion unter den wirklich vorhandenen Bedingungen. Die Untersuchung füllt daher eine Lücke aus. R. Rüdenberg.

Handbuch der angewandten physikalischen Chemie in Einzeldarstellungen von H. Bredig. Band VII—IX. Lex.-8. Leipzig, Joh. Ambros. Barth. 1907/8.

Das hier schon mehrfach genannte Bredigsche Handbuch ist durch drei Bände bereichert worden, denen hoffentlich demnächst weitere folgen werden.

V. Rothmund, Löslichkeit und Löslichkeitsbeeinflussung. Bd. VII. XI u. 196 S. mit 65 Figuren. M. 8,—, gebunden M. 9,—.

Bringt in streng wissenschaftlicher Weise auf thermodynamischer Grundlage eine eingehende und gründliche Darstellung der Löslichkeitsphänomene in flüssiger Phase, in der zum ersten Male auch die Löslichkeitsbeeinflussung und die Gesetze der Auflösungsgeschwindigkeit zusammenfassend dargestellt werden. Die Darstellung ist sehr geschickt und enthält, ohne daß zahlenmäßige Vollständigkeit angestrebt wurde, ein sehr umfassendes und mit sicherer Beherrschung des Stoffes verwertetes Beobachtungsmaterial, wenngleich wohl in einzelnen Punkten die kritische Sichtung desselben dem Berichterstatter als nicht völlig gelungen erscheint.

Arth. Müller, Allgemeine Chemie der Kolloide. Bd. VIII. X u. 204 S. mit Abbildungen. M. 9,—, gebunden M. 10,—.

Von diesem Bande, dessen Gegenstand wohl zumeist den Lesern dieser Zeitschrift etwas fern liegen wird, verdient hervorgehoben zu werden, daß in ihm speziell die theoretische Seite der Kolloidchemie, und zwar mit unleugbarem Geschick und in durchaus ansprechender Form, dargestellt wird.

K. Schaum, Photochemie und Photographie. Bd. IX. I. Teil. VIII u. 228 S. mit 114 Abbildungen. M. 10,—

Der Autor dieses Bandes ist wie wenig andere berufen, diesen Gegenstand zu bearbeiten, da aber bisher nur der erste Teil des Bandes vorliegt, soll eine eingehendere Würdigung seines Inhaltes bis zur Vollendung des Ganzen unterbleiben. E. Bose.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Hermann Finger zum ord. Professor der organischen Chemie ebenda, der Physiker Dr. Hans Harling und der Privatdozent für Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt Professor Dr. Max Rudolphi zu Kaiserlichen Regierungsräten und Mitgliedern des Patentamtes in Berlin.

Verliehen: Der Titel Professor dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Heidelberg Dr. August Darapsky, der Titel Geheimer Hofrat dem o. Professor der Physik an der Universität Leipzig Dr. Otto Wiener, dem o. Professor der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Arthur Hantzsch, dem o. Professor der Physik und Mathematik an der Forstakademie Tharandt Dr. Johann Philipp Weinmeister, sowie dem o. Professor der Theoret. Maschinenlehre an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Richard Mollier, der Titel Geheimer Bergrat dem o. Professor der Physik und Elektrotechnik an der Bergakademie Freiberg Dr. C. H. Th. Erhard.

Gestorben: Der Professor der allgemeinen Chemie an der böhmischen Universität Prag Dr. August Belohoubek.

Gesuche.

Physiker, Dr. phil.,

auch im Apparatebau bewandert, **sucht** Engagement. Zuschriften an die Exped. d. Blattes unter **S. H. 271** erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

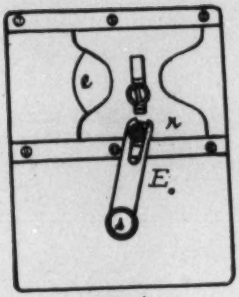


Fig. 4.

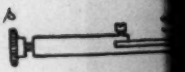


Fig. 5.

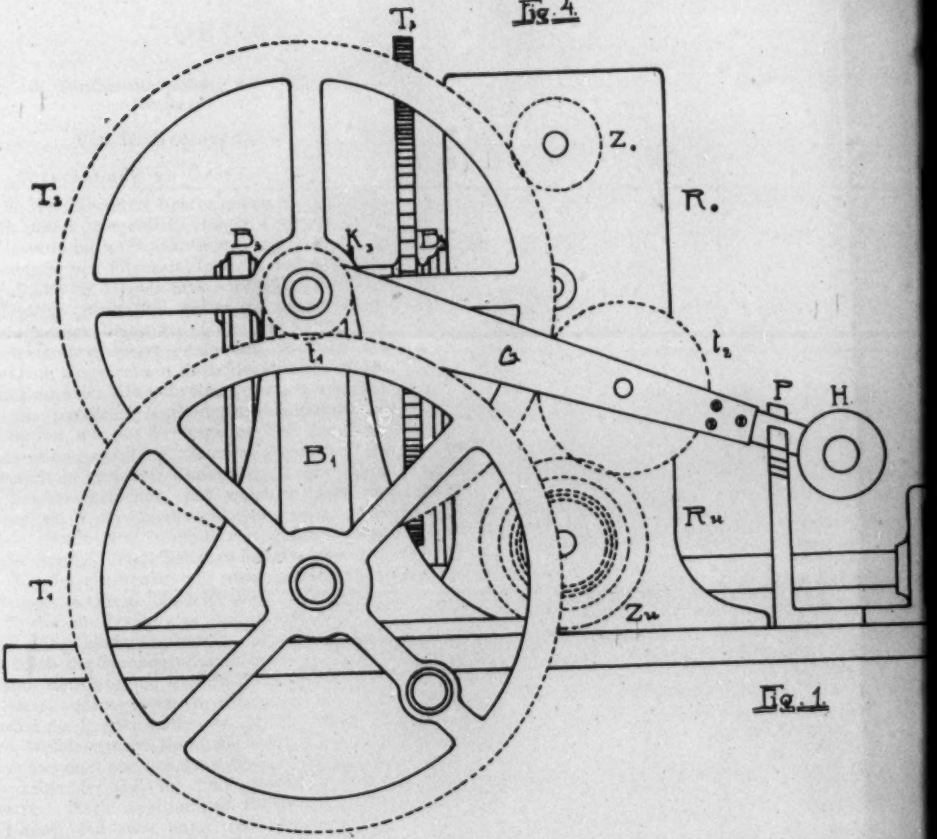


Fig. 1.

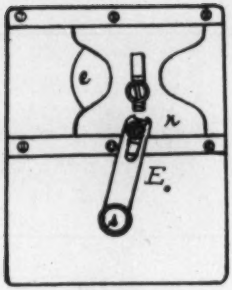


Fig. 4.

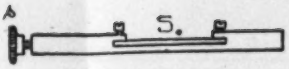


Fig. 5.

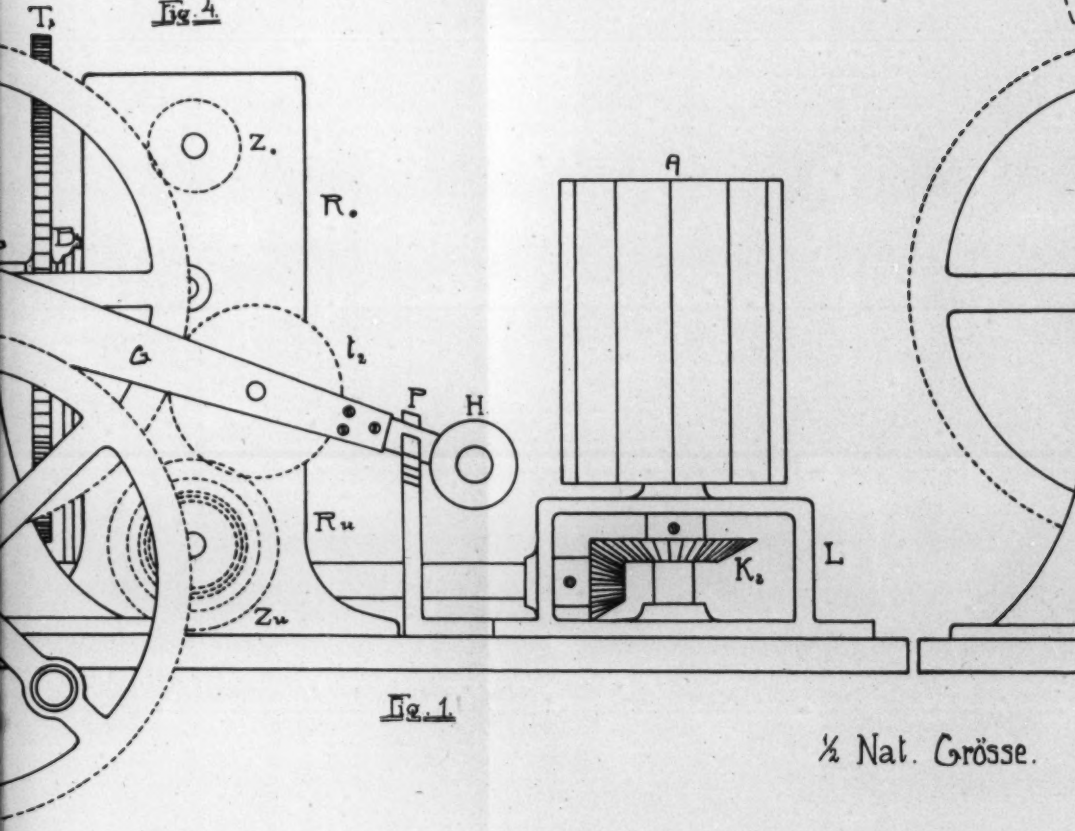


Fig. 1.

½ Nat. Grösse.

Verlag von S. Hirzel-Leipzig.

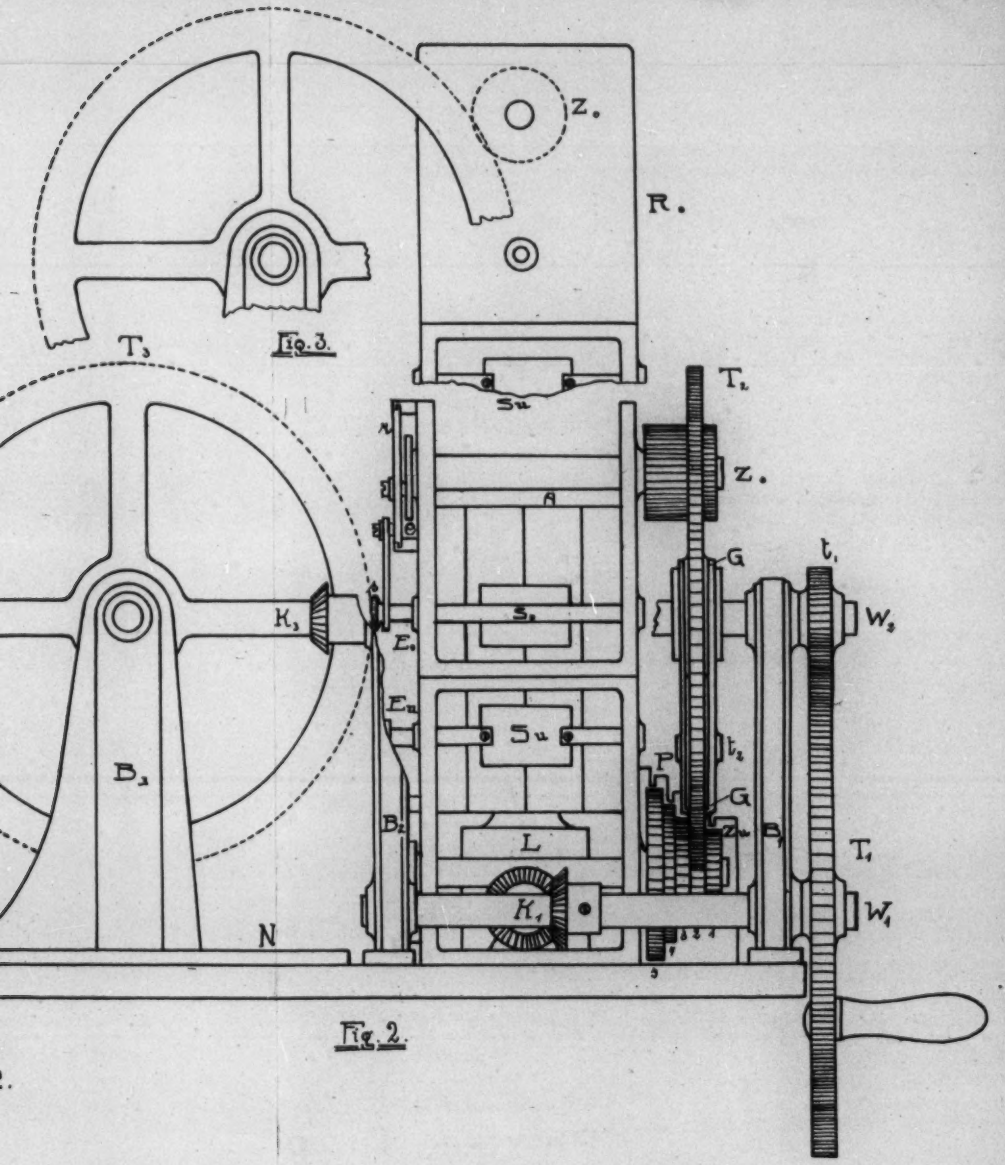


Fig. 2.

Photolithogr. Julius Klinkhardt, Leipzig.